
Untersuchung eines verfahrbaren Monitordetektors zur Überwachung der Aktivität des β -Zerfalls in der kryogenen Pumpstrecke des KATRIN-Experiments

Diplomarbeit am Institut für Experimentelle Kernphysik
Fakultät für Physik
Universität Karlsruhe

von

cand. phys.
Martin Babutzka

Referent: Prof. Dr. G. Drexlin

Koreferent: Prof. Dr. G. Quast

Tag der Anmeldung: 15. Januar 2009

Tag der Abgabe: 15. Januar 2010

Inhaltsverzeichnis

Übersicht	1
1 Neutrinos und ihre Eigenschaften	3
1.1 Grundlagen zu Neutrinos	3
1.2 Neutrinoquellen	4
1.2.1 Atmosphärische Neutrinos	4
1.2.2 Primordiale Neutrinos	4
1.2.3 Neutrinos aus Beschleunigern	4
1.2.4 Solare Neutrinos	4
1.2.5 Neutrinos aus Beta-Zerfällen	5
1.3 Neutrinooszillationen	6
1.3.1 Das solare Neutrinoproblem	6
1.3.2 Neutrinooszillationen	7
1.4 Methoden zur Messung der Neutrinomasse	9
1.4.1 Neutrinoloser Doppelbeta-Zerfall	9
1.4.2 Kosmologische Methoden	11
1.4.3 Kinematische Methoden	12
1.5 Bedeutung der Neutrinomasse	15
2 Das KATRIN Experiment	17
2.1 Komponenten	18
2.1.1 Die Tritiumquelle	18
2.1.2 Pumpsektionen DPS2-F und CPS	19
2.1.3 Spektrometer	20
2.1.4 Hauptdetektor	22
2.1.5 Rear Section	22
2.2 Monitoring der Quelle	23
2.2.1 Monitoring der Isotopenzusammensetzung	24
2.2.2 Bestimmung der Säulendichte	25
2.2.3 Aktivitätsmessung der WGTS	26
2.3 Forward Beam Monitor Detector	27
3 Der Manipulator	29
3.1 Mechanischer Aufbau	29
3.2 Positionssteuerung	30
3.3 Temperaturregelung zur Detektorkühlung	31
3.4 UHV Eigenschaften	32
4 Detektoren	35
4.1 Funktionsweise von Siliziumdetektoren	35
4.2 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie	37
4.2.1 Röntgenstrahlung	37

4.2.2	Elektronen	38
4.3	Signal und Pulsformung	39
4.3.1	Verstärker	40
4.3.2	Datenerfassung	42
4.4	Der Silizium-Driftdetektor	44
4.5	Der PIN-Dioden Detektorchip	46
4.6	Qualität eines Detektors	50
4.6.1	Signal-zu-Untergrund Verhältnis	50
4.6.2	Energieauflösung und Rauschen	52
4.6.2.1	Fano-Rauschen	53
4.6.2.2	Elektronisches Rauschen	54
4.6.2.3	Pseudo-zufälliges Rauschen	56
5	Durchgeführte Messungen	59
5.1	Messkonfigurationen	59
5.1.1	Vorbereitungen	59
5.1.2	Strahlungsquellen	60
5.1.2.1	Die Röntgenquelle	60
5.1.2.2	Die Elektronenkanone („E-Gun“)	60
5.2	Messungen mit dem Silizium-Driftdetektor	61
5.2.1	Kalibration mit Röntgenstrahlung	61
5.2.1.1	Testaufbau	61
5.2.1.2	Spektrale Messungen am Manipulator	62
5.2.1.3	Aktivitätsmessung	64
5.2.2	Messungen an der Elektronenkanone	65
5.2.2.1	Spektrale Messungen	65
5.2.2.2	Aktivitätsmessung	68
5.2.2.3	Effekte durch die Totschicht	69
5.2.2.4	Einfluss hoher Raten	69
5.3	Messungen mit dem PIN-Detektorchip	70
5.3.1	Kalibration mit Röntgenstrahlung	70
5.3.1.1	Spektrale Messungen	70
5.3.1.2	Temperaturverhalten des Detektors	71
5.3.1.3	Einfluss des Signalkabels	73
5.3.2	Messungen an der Elektronenkanone	74
5.3.2.1	Modifikationen an der Elektronenkanone	74
5.3.2.2	Spektrale Messung und Totschichteffekte	75
5.3.2.3	Einfluss hoher Raten	75
5.3.2.4	Langzeitstabilität der Elektronenkanone	76
5.3.2.5	Aktivitätsmessung über den DC-Offset	78
6	Simulationen	81
6.1	Motivation	81
6.2	Funktionsweise	82
6.2.1	Simulation des Signals	82
6.2.2	Pulsformung	84
6.2.3	Implementierung	84
6.2.4	Integration von KESS	85
6.3	Vergleich mit den Messungen	86
7	Integration des Monitordetektors	89
7.1	Erweiterung des Manipulators	89

7.2	Detektorsystem	90
7.2.1	Detektoren mit integriertem FET	91
7.2.2	Detektoren mit externem FET	92
7.3	Monitoring und Datenanalyse	93
7.3.1	Datenintegration	93
7.3.2	Präzision der Aktivitätsmessung	94
7.3.2.1	Energieauflösende Detektoren	95
7.3.2.2	Integrierende Aktivitätsmessung	97
7.4	Risiken durch das Monitoring	98
	Zusammenfassung und Ausblick	101
	Anhang	103
	A LabVIEW Programme	103
A.1	Positionssteuerung	103
A.2	Temperaturregelung	104
	B Manipulatorspulen	106
	C Schaltungsdokumentation	107
	D Röntgenenergien	112
	Literaturverzeichnis	113
	Danksagung	117

Übersicht

Nach der experimentellen Entdeckung der Neutrinos im Jahre 1956 wurden deren Eigenschaften systematisch untersucht. Dabei können Verhalten und Eigenschaften der Neutrinos ausschließlich durch hochpräzise Experimente gemessen werden. Eine der entscheidenden Fragestellungen beschäftigt sich mit den Ruhemassen der Neutrinos. Durch den Nachweis von Flavourszillationen der Neutrinos wurde gezeigt, dass diese eine nicht verschwindende Ruhemasse besitzen. Bisherige Experimente konnten allerdings lediglich Obergrenzen für die Ruhemasse bestimmen. Allgemein anerkannt ist die Obergrenze für die Ruhemasse des Elektronantineutrinos, welche durch Experimente in Mainz und Troitsk zu $m(\bar{\nu}_e) = 2,3 \text{ eV}/c^2$ (95 % C.L.) bestimmt wurde.

Das Karlsruher Tritium Neutrino Experiment (KATRIN) wird mit einer bisher unerreichten Energieauflösung die β -Elektronen aus dem Zerfall des Wasserstoffisotops Tritium vermessen. Diese Methode zur Bestimmung der Neutrinomasse basiert lediglich auf der Erhaltung von Energie und Impuls des Zerfalls und benötigt keine zusätzlichen Annahmen zu den Neutrinoeigenschaften. Ziel ist es, die Ruhemasse mit einer Sensitivität von $0,2 \text{ eV}/c^2$ zu bestimmen. Neben einem hochauflösenden Spektrometer ist dafür eine starke Tritiumquelle erforderlich. Um die gewünschte Sensitivität zu erreichen, müssen die Beiträge zum systematischen Fehler sehr klein sein. Dafür muss insbesondere die Quelle eine relative Stabilität von 0,1 % besitzen und entsprechende Abweichungen müssen detektiert werden. Um diesen Anforderungen gerecht werden zu können ist geplant, die Quelle von einem Monitordetektor zu überwachen.

Der Monitordetektor untersucht die Aktivität der magnetisch geführten Elektronen in der kryogenen Pumpstrecke. Der siliziumbasierte Detektor muss speziell auf die hohe Teilchenstromdichte optimiert werden. Durch seine Positionierung zwischen Quelle und Spektrometer kann mit einem energieauflösenden Detektor nicht nur die Aktivität, sondern das vollständige Beta-Spektrum permanent überwachen. Das Design des Monitordetektors ist darauf ausgelegt, relative Aktivitätsschwankung von 0,1 % detektieren zu können, selbst wenn sie auf kurzen Zeitskalen von wenigen Sekunden auftreten. Um eine solche Qualität zu erreichen, muss das Verhalten von Detektor und Elektronik genau untersucht und verstanden werden. Dafür sind Messungen mit Elektronen notwendig, sowie Simulationen, die in der Lage sind, die Ergebnisse zu reproduzieren. Der Detektor wird für die Messungen an einem 2-dimensional verfahrbaren Manipulator installiert. Ein solcher Manipulator soll in das KATRIN-Experiment integriert werden. Dieser muss den vorgegebenen Anforderungen, insbesondere der XHV-Tauglichkeit, genügen.

In dieser Arbeit werden die durchgeführten Untersuchungen und Optimierungen beschrieben, welche für einen Einsatz des Monitordetektors erforderlich sind. In Kapitel 1 werden kurz die Eigenschaften der Neutrinos beschrieben. Der Fokus liegt dabei auf den verschiedenen Methoden zur experimentellen Bestimmung der Neutrinomasse und deren Bedeutung für die Teilchenphysik und Kosmologie. Kapitel 2 stellt die Komponenten und die Funktionsweise des KATRIN-Experiments vor. Der eingesetzte Manipulator wird in Kapitel 3 zusammen mit den daran durchgeführten Untersuchungen und Verbesserungen beschrieben. In Kapitel 4 folgt eine Erläuterung der Funktionsweise von Siliziumdetektoren und

der zugehörigen Signalverarbeitung. Zudem werden die in den Messungen verwendeten Detektoren vorgestellt. Die Messkonfiguration und die erzielten Messergebnisse werden in Kapitel 5 beschrieben. Diese Ergebnisse werden in Kapitel 6 mittels einer Detektorsimulation verifiziert. Zuletzt werden in Kapitel 7 die Erkenntnisse zusammengefasst und die nächsten Schritte zur Integration der Monitordetektors in das KATRIN-Experiment aufgeführt.

1. Neutrinos und ihre Eigenschaften

1.1 Grundlagen zu Neutrinos

Neutrinos sind Fermionen mit Gesamtspin $1/2$ und bilden als Elektron-, Myon-, und Tau-Neutrino einen Teil der bekannten Lepton-Gruppe im heutigen Standardmodell der Teilchenphysik. Neutrinos wechselwirken weder über die starke noch über die elektromagnetische Wechselwirkung, weswegen sie experimentell über geladene (W^+/W^-) oder neutrale Ströme (Z^0) der schwachen Wechselwirkung nachgewiesen werden müssen. Aufgrund der extrem kleinen Wirkungsquerschnitte der schwachen Wechselwirkung ist ein experimenteller Nachweis der Neutrinos und die Vermessung ihrer Eigenschaften sehr aufwändig. Aus diesem Grund wurde das Neutrino historisch bereits im Jahre 1930 von Wolfgang Pauli postuliert, jedoch erst 25 Jahre später experimentell nachgewiesen. Die Postulierung eines unbekanntes Teilchens war aufgrund eines Widerspruchs zwischen theoretischer, kinematischer Betrachtung des Beta-Zerfalls und dem experimentellen Ergebnis notwendig geworden (siehe Abschnitt 1.2.5).

Der Nachweis gelang erstmals den amerikanischen Physikern Clyde Cowan und Fred Reines im Jahre 1956 mit einem radiochemischen Experiment [RCH56]. Durchgeführt wurde es an einem Kernreaktor, da im Rahmen des Fissionsprozesses neutronenreiche Kerne entstehen, welche durch Beta-Zerfälle zu Neutrinoquellen werden. Als Detektor diente ein Wassertank, in dem Cadmiumchlorid-Salz (CdCl_2) gelöst war. Die Antineutrinos können mit den Protonen des Wasserstoffs reagieren und erzeugen dabei ein freies Neutron und ein Positron (inverser β^+ -Zerfall).



Das Positron wird durch Stöße schnell abgebremst und annihiliert dann mit einem Hüllenelektron. Dadurch entstehen zwei γ -Quanten mit einer Energie von jeweils 511 keV. Das freie Neutron wird durch Stöße mit den Wassermolekülen auf einer Zeitskala von Mikrosekunden thermalisiert. Bevor es zerfallen kann wird es von einem Cd-Kern eingefangen, welcher dadurch angeregt wird. Der Cd-Kern geht unter Emission von γ -Quanten in den Grundzustand über. Die Signatur einer Neutrino-Wechselwirkung im Detektor besteht damit aus zwei Ereignissen mit jeweils mehreren Gammaquanten, welche um wenige Mikrosekunden voneinander getrennt sind. Das Signal wird mit den Detektor umgebenden Szintillationszählern registriert.

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion der Neutrinos wurde zu sehr kleinen $\sigma = 1,1 \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2$ bestimmt. Deshalb sind bei Neutrinodetektoren hohe Intensitäten oder ein großes Detektorvolumen notwendig, um eine signifikante Rate zu erhalten.

1.2 Neutrinoquellen

1.2.1 Atmosphärische Neutrinos

Hochenergetische kosmische Teilchen (überwiegend Protonen) stoßen beim Eindringen in die Erdatmosphäre an den Atomkernen der Luftmoleküle. Dabei entstehen Pionen (und weitere Mesonen), Neutronen und Protonen, die in Zerfalls- oder Stoßprozessen ausgedehnte Luftschauern bilden. Myon-Neutrinos sind zusammen mit Myonen die überwiegenden Zerfallsprodukte der entstandenen geladenen Mesonen. Darüber hinaus entstehen durch jedes zerfallende Myon ein Elektron- und ein Myon-Neutrino.

Neben den atmosphärischen Neutrinos haben die hochenergetischen Myonen als störender Untergrund ebenfalls Einfluss auf Neutrinoexperimente. Um diesen Untergrund abzutrennen, werden die meisten Neutrinoexperimente unterirdisch durchgeführt und besitzen Myon-Vetos um Myonen- und Neutrinoereignisse unterscheiden zu können.

1.2.2 Primordiale Neutrinos

Primordiale Neutrinos sind Überreste aus der Anfangszeit des Universums. Durch die Expansion der Raum-Zeit nach dem Urknall kühlt das Universum ab. Bis zu einer Temperatur von 1 MeV hält sich durch die Reaktion

$$e^+ + e^- \leftrightarrow \gamma + \gamma \leftrightarrow \nu + \bar{\nu} \quad (1.2)$$

ein Gleichgewicht zwischen Elektronen, Gammas und Neutrinos. Unterhalb dieser Temperatur entkoppeln die Neutrinos. Heute finden sich diese Neutrinos als kosmischer Hintergrund vermutlich isotrop und homogen im Universum verteilt. Die Temperatur dieser Neutrinos ist aufgrund der Ausdehnung des Universums auf ca. 1,95 K gesunken und ihre Dichte liegt bei etwa 340 cm^{-3} . Aufgrund ihrer geringen Energie ist ein direkter Nachweis noch nicht gelungen.

Als heiße dunkle Materie spielen sie für die Kosmologie eine bedeutende Rolle bei der Strukturbildung im frühen Universum. Darüber hinaus tragen diese Neutrinos, abhängig von ihrer Ruhemasse, einen Teil zur Energiedichte des Universums bei.

1.2.3 Neutrinos aus Beschleunigern

Neutrinoströme lassen sich gezielt in Teilchenbeschleunigern erzeugen. Zur Erzeugung werden beispielsweise hochenergetische Protonen auf ein Target geschossen. Entstehende Pionen und Kaonen erzeugen Myon-Neutrinos und darüber hinaus Myonen, bei deren Zerfall weitere Neutrinos entstehen. Das Reaktionsprinzip ist das künstliche Pendant zu den Reaktionsschritten bei der Entstehung atmosphärischer Neutrinos. Beschleunigerneutrinos können allerdings mit einer deutlich schärferen Energieverteilung erzeugt werden. Zusätzlich ergeben sich experimentelle Vorteile durch die bekannte Position der Quelle und den kontrollierbaren Produktionszeitpunkt der Neutrinos.

1.2.4 Solare Neutrinos

Die Sonne ist die intensivste Neutrino-Quelle in unserem Sonnensystem. Bei der exothermen Fusion von Wasserstoff zu Helium im Kern der Sonne (Wasserstoffbrennen) entstehen bei dem Prozess



pro Heliumkern 2 Elektron-Neutrinos. Davon erreicht die Erde ein Neutrinofluss von etwa

$$\Phi_e = 6,5 \cdot 10^{10} \nu_e/\text{cm}^2\text{s} \quad (1.4)$$

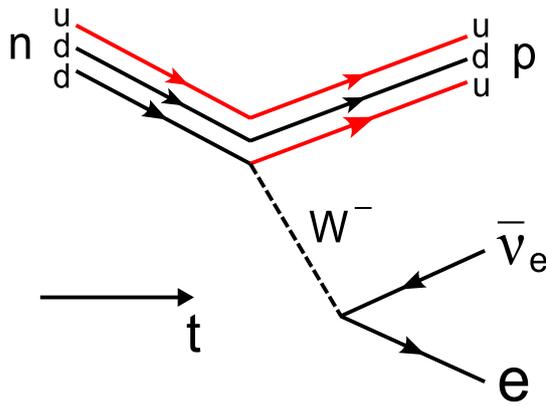


Abbildung 1.1: Feynman-Diagramm des Beta-Zerfalls - Das d-Quark eines Neutrons wandelt sich unter Aussendung eines Elektrons und eines Elektronantineutrinos in ein u-Quark um

Diese Neutrinos ermöglichen eine direkte Auskunft über die Zustände im Sonnenkern, da sie in der Regel die Sonne ohne weitere Wechselwirkung durchdringen können. Eine andere wichtige Erkenntnis ergab sich aus dem Vergleich des gemessenen Neutrinoflusses mit dem aus dem Standard-Sonnen-Modell erwarteten Neutrinofluss. Die Diskrepanzen wurden als „solare Neutrinoproblem“ bekannt und konnten erst mit der Theorie der Neutrinooszillationen zufriedenstellend erklärt werden.

1.2.5 Neutrinos aus Beta-Zerfällen

Ein β -Zerfall kann in einem Atomkern stattfinden, falls eine Änderung der Kernladung Z um 1 bei konstanter Nukleonenzahl A zu einem günstigeren energetischen Zustand führt. Die größte Bindungsenergie für einen Kern mit der Nukleonenzahl A ergibt sich bei einer Protonenzahl Z_0 und Neutronenzahl $N_0 = A - Z_0$. Im Falle von einem Neutronenüberschuss mit $N > N_0$ kommt es zum β^- -Zerfall, wobei ein Neutron des Kerns in ein Proton, ein Elektron und ein Elektronantineutrino umgewandelt wird.

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.5)$$

Dagegen führt der β^+ -Zerfall bei Protonenüberschuss zur Umwandlung eines Protons in ein Neutron, ein Positron und ein Elektronneutrino (vergleiche Abbildung 1.4).

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (1.6)$$

Beide Prozesse können nur stattfinden, wenn die Massendifferenz Q zwischen Mutter- und Tochterkern größer ist als die Ruhmassen der beiden entstehenden Leptonen. Die überschüssige Energie durch die Kernreaktion wird nahezu vollständig als kinetische Energie unter den Leptonen aufgeteilt, der Kern nimmt lediglich den Rückstoßimpuls auf. Das Neutrino sorgt damit bei den Zerfällen nicht nur für die Leptonzahlerhaltung, sondern erklärt auch die kontinuierliche Energieverteilung der entstehenden Elektronen (beziehungsweise Positronen) bis zu einer maximalen kinetischen Energie $E = Q - m_e c^2 - m_\nu c^2$. Diese wurde schon Anfang des 20. Jahrhunderts gemessen. Ohne Neutrinos würde es sich bei dem β -Zerfall um einen Zweikörperprozess handeln, dabei hätten die Zerfallsprodukte eine diskrete, über die Massendifferenz definierte kinetische Energie. Um diesen Widerspruch zu lösen, ohne Energie-, Impuls- oder Drehimpulserhaltung zu verletzen, postulierte Wolfgang Pauli das Neutrino.

Der Beta-Zerfall ist insbesondere für Forschungszwecke eine wichtige Neutrinoquelle. Die radioaktiven Isotope entstehen entweder durch natürliche Prozesse, beispielsweise durch kosmische Strahlung, oder synthetisch wie beispielsweise in Kernreaktoren. Auch in der Sonne entstehen in Fusionsprozessen, wie dem Bethe-Weizsäcker-Zyklus, Kerne die Beta-radioaktiv sind und dadurch, neben dem Wasserstoffbrennen, einen zusätzlichen Beitrag zur Neutrinostrahlung verursachen.

1.3 Neutrinooszillationen

1.3.1 Das solare Neutrinoproblem

Mit Hilfe des Standard-Sonnen-Modells (SSM) lässt sich aus der messbaren Leuchtkraft der Sonne die zu erwartende Fusionsaktivität berechnen. Aus dieser folgt unter Berücksichtigung der Fusionsreaktionen der solar verursachte Neutrinofluss auf der Erde bestimmen. Das Homestake-Experiment misst seit etwa 1970 den solaren Neutrinofluss mittels der radiochemischen Chlor-Argon-Methode [Dav94]. Dabei können Elektronenneutrinos durch die ^{37}Cl -Kerne eingefangen werden.



Das entstandene Argon kann abgetrennt und die Menge über die Radioaktivität des ^{37}Ar gemessen werden. Die dadurch gemessene Rate an Neutrinoereignissen war signifikant kleiner als nach dem SSM erwartet. Weitere radiochemische Experimente zur Messung der solaren Neutrinos mit ^{71}Ga (GALLEX, SAGE) konnten dieses Defizit bestätigen.

Neutrinos können durch Wechselwirkungen mit Materie, beispielsweise durch Austausch eines Z^0 mit einem Hüllenelektronen, schnelle geladene Teilchen erzeugen. Neutrinodetektoren wie Super-Kamiokande oder SNO können Neutrinos über das Čerenkov-Licht dieser geladenen Teilchen nachweisen. Bei Super-Kamiokande werden 50 kt hochreines Wasser von etwa 11000 Photomultiplier [Suz09] und bei SNO 1 kt schweres Wasser (D_2O) von 9600 Photomultipliern [McD] auf Neutrino-Ereignisse überwacht. Diese Experimente sind in der Lage, Neutrinoereignisse in Echtzeit zu detektieren und abhängig vom Reaktionsprozess auch die Herkunftsrichtung des Neutrinos zu bestimmen, allerdings ist die zur Detektion notwendige Neutrinoenergie höher als bei radiochemischen Detektoren. Durch die Positionsauflösung konnte nachgewiesen werden, dass die registrierten Neutrinos tatsächlich von der Sonne stammen. Auch diese Experimente konnten das Defizit an Elektronenneutrinos der Sonne bestätigen.

Bei Super-Kamiokande und SNO können zusätzlich auch Myon- und Tauneutrinos nachweisbare Teilchen erzeugen. Myonneutrinos können, genau wie ν_e , mit Hüllenelektronen über geladene oder neutrale schwache Ströme wechselwirken. Im ersten Fall entsteht ein Myon, welches einen gegenüber Elektronen unterscheidbaren Čerenkov-Lichtkegel produziert (vergleiche Abbildung 1.2). Beim SNO-Experiment sind dagegen besonders die Wechselwirkungen von Neutrinos mit den Deuteriumkernen des schweren Wassers von Bedeutung. Berücksichtigt man alle möglichen Neutrinoprozesse, deren Wirkungsquerschnitte und Detektorsignaturen, lässt sich aus den Messergebnissen der Anteil der unterschiedlichen Neutrino flavours berechnen. Durch Positionsauflösung und Unterscheidung verschiedener Neutrinoarten konnte festgestellt werden, dass der erwartete Neutrinofluss des SSM bestätigt werden kann, wenn die registrierten Myonneutrinos und die Elektronenneutrinos kombiniert werden. Da ν_μ nicht in der Sonne erzeugt werden, müssten sie aus einem Umwandlungsprozess der ν_e entstehen.

Außerdem konnte bei den atmosphärischen Neutrinos ebenfalls eine Diskrepanz gemessen werden: Ein Verschwinden („disappearance“) der Myonneutrinos, falls diese zwischen Entstehungs- und Detektionsort einmal die Erde durchquert haben. Da sich dieser Effekt nicht durch Absorption erklären lässt, müssen auch Myonneutrinos einem flugstreckenabhängigen Umwandlungsprozess unterworfen sein. Auch mit synthetischen Neutrinoquellen wie Kernkraftwerken (beispielsweise KamLAND-Experiment) oder Teilchenbeschleunigern (z.B. das MINOS-Experiment) konnten entsprechende abstandsabhängige Appearance- oder Disappearance-Effekte von ν_e und ν_μ reproduziert werden. Die Erklärung dieser Effekte erfolgt durch die Theorie der Neutrinooszillationen welche im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

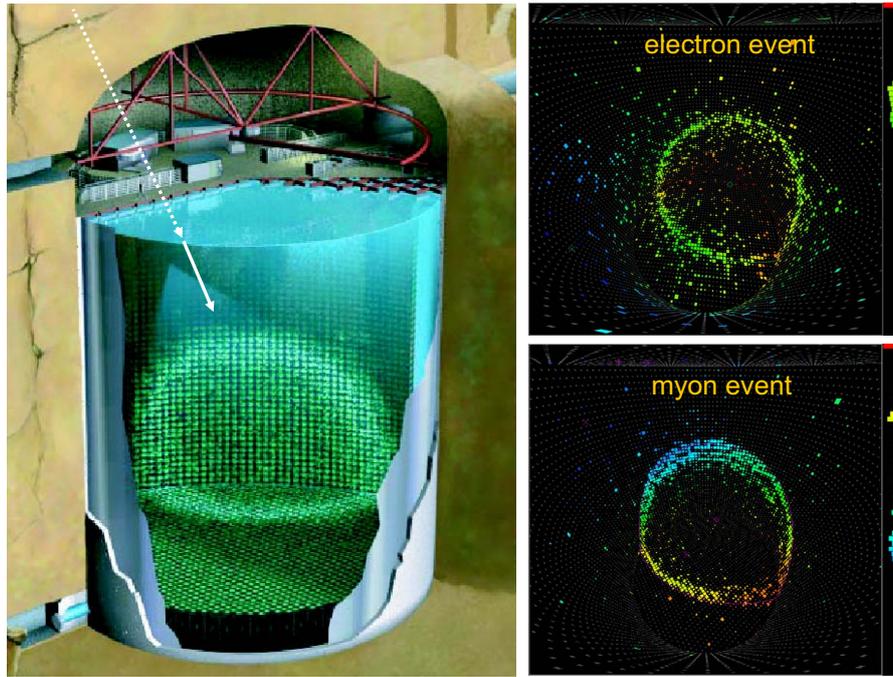


Abbildung 1.2: Das Super-Kamiokande Experiment - Links ein Schema des Detektionsprinzips basierend auf Čerenkov-Licht. Rechts der Unterschied zwischen dem gemessenen Lichtkegel von einem Elektron-Ereignis und einem Myon-Ereignis. Das Elektron produziert aufgrund seiner geringeren Masse diffusere Ringe (aus [Sch08]).

1.3.2 Neutrinooszillationen

Neutrinooszillationen beschreiben den Effekt der periodischen Änderung der Wahrscheinlichkeit, ein Neutrino in einem bestimmten Flavour-Zustand vorzufinden. Eine solche zeitabhängige Veränderung des Zustands erhält man, wenn die schwachen Eigenzustände ν_e, ν_μ, ν_τ nicht den Masseneigenzuständen ν_1, ν_2, ν_3 der Neutrinos entsprechen. Der Zusammenhang zwischen Ruhemasse und Zeitabhängigkeit folgt durch den quantenmechanischen Zeitentwicklungsoperator, der von der Energie und damit auch der Ruhemasse des propagierenden Teilchens abhängig ist.

Analog zur CKM-Matrix¹, welche die Mischung der starken und schwachen Eigenzustände bei Quarks beschreibt, kann die Mischung der schwachen Eigenzustände und der Masseneigenzustände bei Neutrinos durch die Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix (MNS-Matrix) beschrieben werden. Bei der MNS-Matrix handelt es sich um eine unitäre 3×3 Matrix gegeben durch

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

¹Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix

Unter Benutzung der Unitarität der Matrix lässt sich eine physikalisch sinnvolle, reduzierte Darstellung der Matrix mit lediglich 6 Parametern wählen. Deren faktorisierte Form ist gegeben durch

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{-i\delta} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & -\sin \theta_{12} & 0 \\ \sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\phi_3/2} \end{pmatrix}$$

Die Neutrinomischung wird analog zur CKM-Matrix durch 3 Mischungswinkel θ_{12} , θ_{23} und θ_{13} angegeben. Eine mögliche CP-Verletzung der Transformation wird über eine Phase δ definiert, welche verschwindet, falls die CP-Symmetrie erhalten ist. Sollte es sich bei Neutrinos um Majoranateilchen handeln (siehe Abschnitt 1.4.1), lässt sich diese Eigenschaft über die Phasen Φ_2 und Φ_3 quantisieren.

Da die Neutrinoerzeugung in einem Prozess der schwachen Wechselwirkung geschieht, befinden diese sich anschließend in einem schwachen Eigenzustand. Dieser besteht aus einer Mischung der Masseneigenzustände, welche auf dem Weg zum Detektor unabhängig und unterschiedlich propagieren. Am Detektor kommt es zu einer Zustandsreduktion, wobei das Neutrino wiederum schwach wechselwirkt. Die Übergangswahrscheinlichkeit, dass ein Neutrino mit Flavour α erzeugt wird und am Detektor als Flavour β wechselwirkt, kann unter der Annahme, dass die kinetische Energie viel größer als die Ruheenergie ist, zu

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, T) = \left| \sum_k U_{\alpha k}^* e^{ip_k L - iE_k T} U_{\beta k} \right|^2 \quad (1.9)$$

berechnet werden. Dabei ist p_k der Impuls und E_k die Energie der jeweiligen Masseneigenzustände, sowie L die Strecke und T die Zeit, die zwischen Neutrinoerzeugung und -detektion liegen. Bei weiterer Ausführung der Rechnung ergibt sich allerdings, dass die Oszillationswahrscheinlichkeiten nur von den Massendifferenzen $\Delta m_{kj}^2 = m_k^2 - m_j^2$ und nicht von den absoluten Massen abhängen.

Unter der vereinfachten Annahme eines Zweizustandssystems (ν_1, ν_2 und ν_e, ν_μ) mit $\theta = \theta_{1,2}$ und $\Delta m^2 = m_{\nu_1}^2 - m_{\nu_2}^2$ lässt sich die Übergangswahrscheinlichkeit explizit angeben als

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 l}{4E} \right) \quad (1.10)$$

mit der Neutrinoenergie E und der Flugstrecke l. In Abbildung 1.3 ist zu sehen, wie die Wahrscheinlichkeiten für einen dieser Flavour-Zustände von der Flugstrecke l in Oszillationslängen $L = 4\pi E/\Delta m^2$ und dem Mischungswinkel θ abhängen.

Im Folgenden sind die kombinierten Ergebnisse aus verschiedenen Experimenten zur Bestimmung der Oszillationsparameter angegeben [A08]. Dabei sind die CP-verletzenden und die Majorana-Phasen bisher nicht bekannt und die Massendifferenzen sind redundant: $\Delta m_{13}^2 = \Delta m_{12}^2 - \Delta m_{23}^2$.

$$\begin{aligned} \sin^2(2\theta_{12}) &= 0,87 \pm 0,03 & \Delta m_{12}^2 &= (7,59 \pm 0,2) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \sin^2(2\theta_{23}) &> 0,92 & \Delta m_{23}^2 &= (2,43 \pm 0,13) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \sin^2(2\theta_{13}) &< 0,19 & & \end{aligned}$$

Eine wichtige Erkenntnis aus den Neutrinooszillationen ist, dass mindestens zwei der drei Neutrinomasseneigenzustände von Null verschieden sind und aufgrund der gemessenen Mischungswinkel auch die Massen von ν_e, ν_μ, ν_τ endlich sind. Dieses Ergebnis ist genau wie die

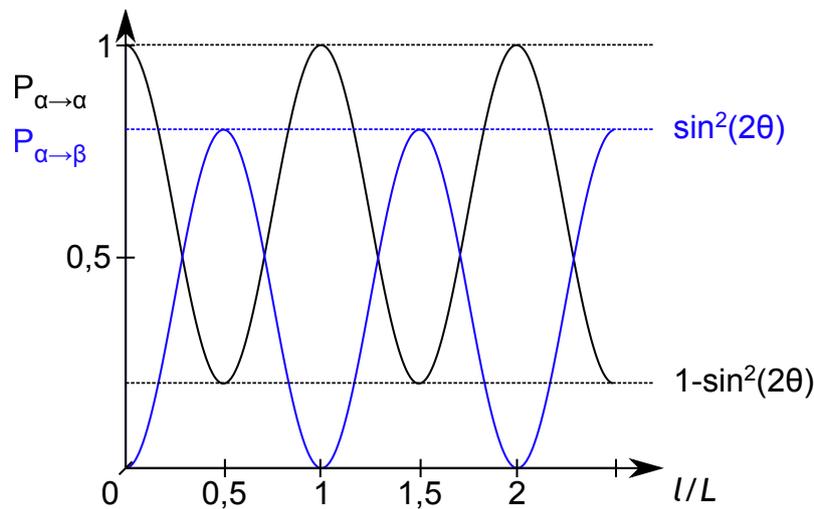


Abbildung 1.3: Neutrinooszillationen eines Zweizustand-Systems - Darstellung der wegstreckenabhängigen Übergangswahrscheinlichkeiten in einem 2-Flavour-System

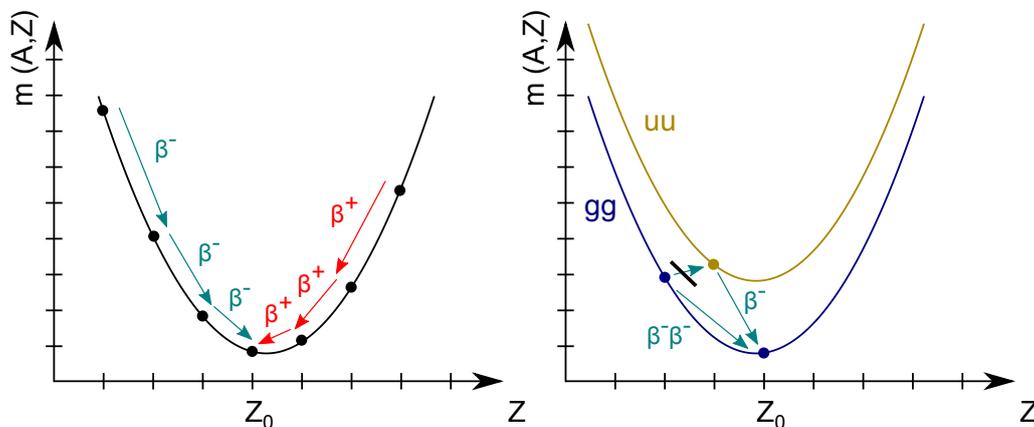


Abbildung 1.4: Massenparabel von isobaren Kernen - Die Symmetrieeffekte gemäß der Bethe-Weizsäcker-Formel können zu metastabilen Zuständen führen, welche nur durch einen doppelten Beta-Zerfall in einen stabileren Kern übergehen können.

Nicht-Erhaltung des Flavours bei Neutrinooszillationen nicht Teil des Standardmodells der Teilchenphysik. Da über die Neutrinooszillationen lediglich die Massendifferenzen gemessen, muss die absolute Masse der Neutrinos über eine andere Methode bestimmt werden.

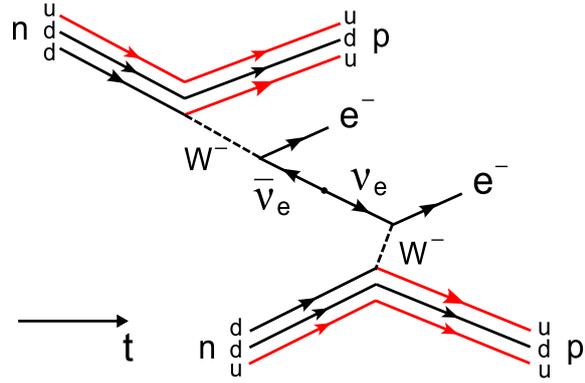
1.4 Methoden zur Messung der Neutrinomasse

1.4.1 Neutrinoloser Doppelbeta-Zerfall

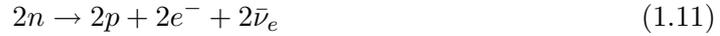
Durch Beta-Zerfälle wird bei einer konstanten Nucleonenzahl A die Kernladungszahl Z mit der maximalen Bindungsenergie, beziehungsweise der geringsten Kernmasse, erreicht (siehe Abschnitt 1.2.5). In der Bethe-Weizsäcker-Formel, welche die Bindungsenergie abhängig von A und Z beschreibt, trägt auch ein „Paarungsteil“ zur Kernmasse bei. Dieser berücksichtigt die energetische Begünstigung, falls die Protonenzahl und die Neutronenzahl gerade sind. Bei Kernen mit nur einer geradzahligen Nucleonenzahl (gu beziehungsweise ug) verschwindet der Paarungsterm und es ergibt sich die charakteristische Massenparabel um die energetisch optimale Kernladungszahl Z_0 .

Bei allen anderen Kernen ergibt sich mit jedem Beta-Zerfall ein Wechsel zwischen geradzahligen (gg) und ungeradzahligen (uu) Nucleonenzahlen. Die Differenz zwischen den

Abbildung 1.5: Feynman-Diagramm des Neutrinosen Doppelbeta-Zerfalls - Das emittierte Elektronantineutrino geht dabei in ein Elektronneutrino über und induziert einen weiteren Beta-Zerfall.



energetisch begünstigten gg-Kernen und den weniger stabilen uu-Kernen kann durch eine verschobene Massenparabel dargestellt werden. Dadurch sind metastabile Zustände mit $Z \neq Z_0$ möglich, falls ein Beta-Zerfall von einem gg-Kern zu einem uu-Kern energetisch verboten ist (siehe Abbildung 1.4). Bei bestimmten Isotopen kann der doppelte Beta-Zerfall



dennoch stattfinden, ist aber als Prozess höherer Ordnung unterdrückt. Die Energieverteilung der entstehenden Elektronen ist wie beim einfachen Beta-Zerfall kontinuierlich bis zu einer Endpunktsenergie E_0 , die sich aus der Massendifferenz von Mutter- und Tochterkern sowie der Elektronneutrinoenergie ergibt.

Einen weiteren Zerfallsprozess in diesem metastabilen Zustand stellt möglicherweise der neutrinosen doppelte Beta-Zerfall ($0\nu\beta\beta$) dar. Für diesen Prozess müssen Neutrinos Majoranateilchen sein, das heißt Neutrino und das Antineutrino eines Flavours wären dasselbe Teilchen. Selbst im Falle von Majorananeutrinos ist für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall eine Umkehr der Helizität² notwendig. Bei einer nicht verschwindenden Neutrinoenergie ist eine solche Helizitätsumkehr möglich, da die Geschwindigkeit der Neutrinos v_ν kleiner als die Lichtgeschwindigkeit c ist. Durch einen Lorentz-Boost in ein Inertialsystem welches eine Geschwindigkeit $v_{IS} > v_\nu$ besitzt wird der Impulsvektor des Neutrinos umgedreht. Zugleich bleibt der Spinvektor erhalten, somit wechselt das Vorzeichen der Helizität. Dieser relativistische Effekt führt zu einer Unterdrückung des doppelten neutrinosen Beta-Zerfalls um einen Faktor $(1 - v_\nu/c)$. Dadurch wird die Zerfallsrate abhängig von der kinetischen Energie und der Ruhemasse der Neutrinos.

Im nachzuweisenden Zerfallsprozess wird ein erzeugtes Elektronantineutrino von einem anderen Neutron desselben Kerns als Elektronneutrino eingefangen. Abgestrahlt werden beim neutrinosen doppelten Beta-Zerfall lediglich zwei Elektronen, welche durch die Reduktion der Freiheitsgrade monoenergetisch sind und jeweils die beim Reaktionsprozess freigesetzte Energie Q besitzen.



Die effektive Majorananeutrinoenergie $\langle m_{\beta\beta} \rangle = |\sum_i U_{ei}^2 m_i|$ kann aus der gemessenen Rate an $0\nu\beta\beta$ Ereignissen bestimmt werden. Die Majoranamasse kann jedoch aufgrund der CP-verletzenden und der Majoranaphasen von der Elektronneutrinoenergie abweichen. Die erwartete Rate $R_{0\nu\beta\beta}$ hängt außerdem von dem Phasenraumfaktor $F^{0\nu}$ und dem Matrixübergangselement $M^{0\nu}$ ab und ergibt sich zu

$$R_{0\nu\beta\beta} = F^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \left(\frac{\langle m_{\beta\beta} \rangle}{m_e} \right)^2 \quad (1.13)$$

²Die Helizität ist die Projektion des Spins auf den Impuls eines Teilchens $H = \vec{S} \cdot \vec{p}/|\vec{p}|$

Die Probleme dieser Methode liegen in der Voraussetzung, dass Neutrinos Majoranateilchen sind, was nicht bewiesen ist. Darüber hinaus kann die effektive Majoranamasse erheblich kleiner sein als die entsprechenden Masseneigenzustände, da die Terme welche zu $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ beitragen aufgrund der Majoranaphasen auch negativ sein können. Bei den geringen Ereignisraten führen Untergründe durch Myonen, Neutronen und Radioaktivität zu erheblichen Störungen der Messungen. Die Messungen lassen sich mit geeigneten radioaktiven Isotopen durchführen, die zugleich als Quelle und als Szintillations-, Bolometrie- oder Halbleiterdetektor eingesetzt werden. Das bisher umfangreichste Experiment zur Suche nach dem $0\nu\beta\beta$ -Zerfall wurde von der Heidelberg-Moskau-Kooperation mit ^{76}Ge durchgeführt. Das erhaltene Ergebnis von $\langle m_{\beta\beta} \rangle = 0,32 \pm 0,03 \text{ eV}$ [KKK06] wurde wegen der geringen statistischen Signifikanz nicht allgemein anerkannt.

1.4.2 Kosmologische Methoden

Die kosmologische Bestimmung der Neutrinomasse erfolgt durch die Anwendung der entwickelten kosmologischen Modelle auf die experimentellen Daten. Als heiße dunkle Materie (HDM) hat die Massendichte der primordialen Neutrinos Einfluss auf die Strukturbildung im Universum. Dabei wird nicht zwischen den verschiedenen Neutrino-Flavours unterschieden, weshalb über die kosmologischen Methoden lediglich Informationen zur Summe der Neutrinomassen gewonnen werden können. Außerdem beeinflusst die Anzahl der Neutrino-Flavours den Ablauf der primordialen Nukleosynthese. Massive, energiereiche Neutrinos sollten bei der Entstehung der Galaxiencluster die Ausbildung feiner Strukturen „verschmieren“. Dabei stehen folgende Beobachtungen, welche auf die großskaligen Strukturen des Universums schließen lassen, zur Verfügung:

Kosmische Hintergrundstrahlung (CMB) Durch die präzise Vermessung mittels der Satelliten COBE und WMAP lassen sich aus der Anisotropie der kosmischen Hintergrundstrahlung Fluktuationen in der Energiedichte-Verteilung im frühen Universum berechnen. Diese Dichtefluktuationen haben sich durch die Ausdehnung der Raumzeit zu den Strukturinformationen auf den größten Längenskalen ($> 100 \text{ Mpc}$) entwickelt. Außerdem lässt sich aus der Anzahldichte der CMB-Photonen die Anzahldichte der primordialen Neutrinos berechnen. Diese ist ein wichtiger Parameter zur Bestimmung des Neutrinoanteils an der gesamten Energiedichte Ω aus den Neutrinomassen.

Large Scale Structures (LSS) Über die Messung der Rotverschiebung weit entfernter Galaxien oder anderer heller Objekte (z.B. Quasare) durch Experimente wie SDSS und 2dFGRS lassen sich Strukturinformationen auf Längenskalen von wenigen Megaparsec bis 100 Mpc gewinnen.

Lyman-Alpha-Wald ($\text{Ly} - \alpha$) Der Lyman-Alpha-Wald entsteht durch die mehrfache Absorption der Lyman-Alpha-Linie an interstellaren Wasserstoffwolken zwischen einer Lichtquelle und der Detektion. Dabei ist die scharfe Absorptionslinie durch die abstandsabhängige Rotverschiebung bei so vielen verschiedenen Frequenzen unterhalb $f_{\text{Ly}-\alpha} = 2,47 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$, dass das Absorptionsspektrum einem Wald gleicht. Aus entsprechenden Messungen lassen sich Dichteverteilungen auf Längenskalen von $0,1$ bis 1 Mpc bestimmen, welche im Moment noch mit vergleichsweise großen Unsicherheiten versehen sind.

Die Bestimmung der Neutrinomassen erfolgt im Allgemeinen durch eine Anpassungsrechnung des kosmologischen ΛCDM -Modells an die experimentellen Ergebnisse. Die Summe der Neutrinomassen ist dabei lediglich einer der Fit-Parameter. Durch die Kombination mehrerer Datenquellen wurden mit verschiedenen Methoden bereits vergleichsweise strenge obere Grenzen für die Neutrinomassen bestimmt, wie $\sum m_\nu < 0,17 \text{ eV}$ (95 % C.L.) [SSM06] oder $\sum m_\nu < 0,4 \text{ eV}$ (99 % C.L.) [CS06].

Bei dem Fit des Λ CDM-Modells müssen aber zugleich mehrere Parameter bestimmt werden, und die Ergebnisse sind auf die Richtigkeit und Vollständigkeit des kosmologischen Modells angewiesen. Die erhaltenen Ergebnisse liefern keine Untergrenze für $\sum m_\nu$, das heißt sie zeigen bisher noch kein Indiz für eine nicht-verschwindende Neutrinomasse. Aufgrund der hohen Sensitivität der Kosmologie für die absolute Neutrinomasse wäre eine unabhängige Bestimmung von $\sum m_\nu$ von hoher Bedeutung für die Entwicklung kosmologischer Modelle (siehe Abschnitt 1.5). Ohnehin ist die Messung der Neutrinomasse mit Methoden, welche weniger physikalische Modellannahmen voraussetzen unbedingt erforderlich, um die Ergebnisse der kosmologischen Methoden zu bestätigen oder zu falsifizieren.

1.4.3 Kinematische Methoden

Im Vergleich zu den bisher beschriebenen Methoden bieten kinematische Methoden die Möglichkeit, die Neutrinomassen modellunabhängig und lediglich auf der Grundlage der relativistischen Energie- und Impulserhaltung zu bestimmen. Dabei wird auf einen bestimmten Zerfall gesetzt, dessen Energiebilanz genau vermessen wird. Die Obergrenze der Myonneutrinomasse wurde durch Vermessung des Pionzerfalls zu $m(\nu_\mu) < 170 \text{ keV}$ (90 % C.L.) [ABD96] bestimmt. Durch die Betrachtung des Zerfallskanals des Tau-Leptons in 5 geladene Pionen und ein Tau-Neutrino ließ sich eine Obergrenze von $m(\nu_\mu) < 18,2 \text{ MeV}$ (95 % C.L.) [B97] ableiten.

Deutlich strengere Limits lassen sich für die Masse des Elektroneneutrinos durch die spektrale Untersuchung des radioaktiven β -Zerfalls finden. Die experimentelle Aufgabe besteht darin, den geringfügigen Einfluss der Ruhemasse des Elektroneneutrinos auf die Energie der übrigen Produkte des Prozesses zu messen. Dieser Einfluss ist nur dann nicht vernachlässigbar, wenn die kinetische Energie nicht viel größer als die Ruheenergie des Neutrinos ist. Da eine Messung des Neutrinos selbst nicht möglich ist, muss das Energiespektrum im Bereich des Endpunkts E_0 mit hoher Genauigkeit gemessen werden. Aus Fermis Goldener Regel ergibt sich das Impulsspektrum der Elektronen zu

$$N(p_e)dp_e = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot |M_{fi}|^2 \cdot \frac{dn_e \cdot dn_\nu}{dE} \quad (1.14)$$

mit dem Übergangsmatrixelement M_{fi} , welches nur schwach von der Energie abhängt und der Dichte der Endzustände $n_e dn_\nu/dE$ im Phasenraumintervall, welche für die Energieabhängigkeit des Spektrums entscheidend sind [Wag07]. Durch Berechnung der Phasenraumdichte und des Übergangsmatrixelements erhält man das theoretische Energiespektrum

$$\frac{dN_e}{dE}(E) = C \cdot F(Z,E) \cdot p \cdot (E + m_e c^2) \cdot (E_0 - E) \cdot \sqrt{(E_0 - E)^2 - m(\nu_e)^2 c^4} \quad (1.15)$$

wobei die kinetische Elektronenenergie E auf den Bereich $(0, E_0 - m(\nu_e)c^2)$ begrenzt ist [AAB04]. Zusätzlich ist die Funktion vom Elektronenimpuls p , der Endpunktsenergie E_0 und der Elektronenmasse m_e abhängig. Das Massenquadrat des Elektroneneutrinos $m(\nu_e)^2 = \sum_i |U_{ei}|^2 \cdot m_i^2$ ist dabei die Observable des Experiments, welche sich aus einem geeignet skalierten Energiespektrum („Kurie-Plot“) am besten bestimmen lässt. Die Fermi-Funktion $F(Z,E)$ berücksichtigt die Coulomb-Wechselwirkung zwischen dem Tochterkern und dem β -Elektron. Die Konstante ist, da es sich beim Zerfall um ein Prozess der schwachen Wechselwirkung handelt, von dem Cabibo-Winkel θ_C und der Fermi-Kopplungskonstante G_F , sowie dem Kernmatrixelement M abhängig und ergibt sich zu

$$C = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{2\pi^3 \hbar^7 c^5} |M|^2 \quad (1.16)$$

Wie eingangs erklärt sind besonders Ereignisse von Elektronen nahe der Endpunktsenergie E_0 wichtig zur Bestimmung der Neutrinomasse. Die Rate dieser Ereignisse ist proportional

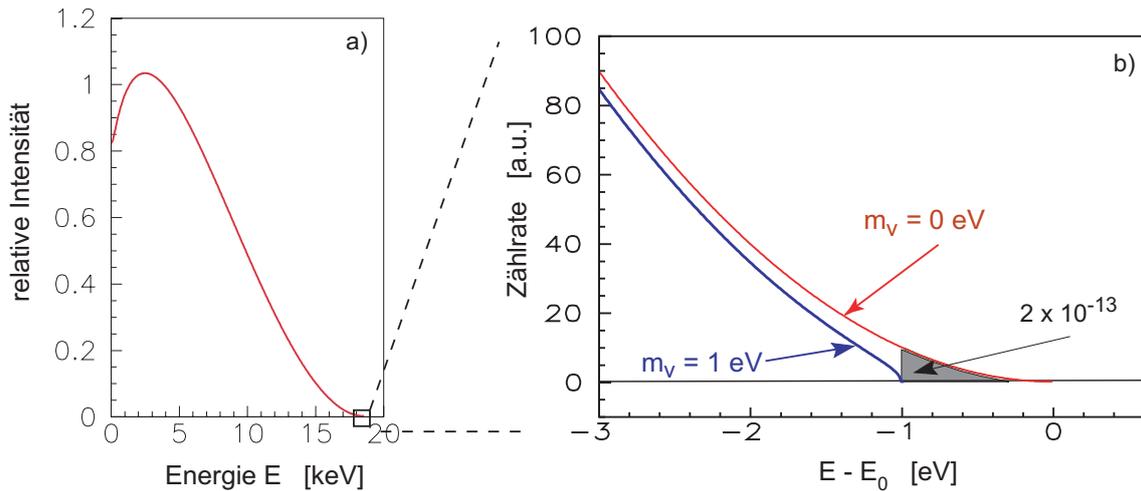


Abbildung 1.6: Energiespektrum des Tritiumzerfalls - a) Intensitätsverteilung des Beta-Zerfalls in Abhängigkeit von der Elektronenenergie, b) Darstellung des Spektrums im Bereich des Endpunkts, sowohl für eine verschwindende Neutrinomasse wie auch für $m(\nu_e) = 1 \text{ eV}$ (aus [AAB04]).

zu $1/E_0^3$, daher ist der Einsatz eines radioaktiven Isotops mit möglichst geringer Endpunktsenergie von Vorteil.

Mit kalorimetrischen Messungen kann die gesamte Energie der Zerfälle, abgesehen von der Energie, welche die entstehenden Neutrinos abführen, als thermisches Signal gemessen werden. Dazu wird die radioaktive Quelle zugleich als Detektor bei sehr niedrigen Temperaturen eingesetzt. Verwendet wurde ein radioaktive Isotop von Rhenium das ^{187}Re , welches mit $E_0 = 2,47 \text{ keV}$ die niedrigste bekannte Endpunktsenergie besitzt. Allerdings ist die Rate relevanter Ereignisse aufgrund der Halbwertszeit von $O(10^{10} \text{ a})$ gering. Mit der Energieauflösung der Kalorimeter von $\Delta E = 20 - 30 \text{ eV}$ lieferten bisherige Experimente eine Obergrenze von $m(\nu_e) < 15 \text{ eV}$ für die Elektronneutrinomasse [S04].

Die bisher strengsten Obergrenzen für die Elektronneutrinomasse mit kinematischen Methoden wurden durch die Untersuchung des Tritiumspektrums mit Hilfe elektrostatischer Spektrometer erreicht. Die Endpunktsenergie von Tritium ist mit $18,6 \text{ keV}$ die zweitniedrigste aller Isotope. Nach dem Zerfall



müssen die isotrop emittierten Elektronen kollimiert und mit Magnetfeldern adiabatisch zum Spektrometer geführt werden. Alle möglichen Energieverluste oder -gewinne der Elektronen, beispielsweise durch

- Dopplereffekt
- Inelastische Streuung an Gasmolekülen
- elektrostatische Potenziale
- Synchrotronstrahlung der Elektronen
- Anregungszustände der Tritiummoleküle im Fall einer gasförmigen Quelle oder
- Festkörperanregungen (Phononen) im Fall einer nicht gasförmigen Quelle

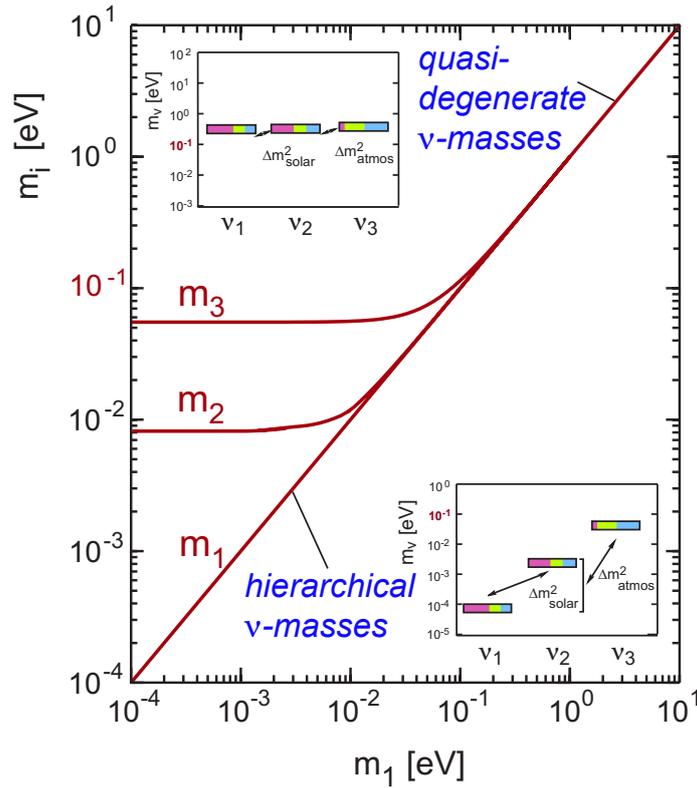


Abbildung 1.7: Massenhierarchie der Neutrinos - Das Diagramm zeigt die Verteilungen der Masseneigenzustände der Neutrinos in Abhängigkeit von m_1 . Ist m_1 groß spielen die Massendifferenzen keine Rolle, daher sind die Zustände quasi-entartet. Ist m_1 klein führt das zu einer hierarchischen Verteilung der Eigenzustände, wobei die Rangfolge noch nicht bekannt ist (aus [AAB04]).

müssen berücksichtigt werden, sonst führen sie zu statistischen oder systematischen Fehlern der Neutrinomasse. Vereinfachend wirkt sich die Tatsache aus, dass der Tritiumzerfall quantenmechanisch supererlaubt ist, daher ist das Kernmatrixelement energieunabhängig mit $|M|^2 = 5,55$. Aufgrund der niedrigen Kernladungszahl und lediglich einem Hüllenelektron ist die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Kern und emittiertem Elektron einfach zu berechnen. Zugleich ist das Coulomb-Feld relativ schwach im Vergleich zu schwereren Kernen, dadurch ist die Wahrscheinlichkeit für inelastische Streuung zwischen Elektronen und den Tritiummolekülen geringer.

Die Halbwertszeit von Tritium beträgt $T_{1/2} = 12,3$ a und ermöglicht es, eine langzeitstabile Quelle hoher Aktivität zu betreiben. Eine hohe Quellaktivität ist auch wichtig, da der Anteil der Ereignisse im Bereich der Endpunktsenergie klein ist (siehe Abbildung 1.6). Zusätzlich ist eine sorgfältige Unterdrückung des Untergrunds erforderlich, um eine gute Sensitivität zu erreichen.

Das Spektrometer muss die kinetische Energie der Elektronen mit hoher Genauigkeit messen. Dies wird durch die isotrope Emission der β -Elektronen erschwert. Im KATRIN-Experiment wird ein elektrostatisches Retardierungsspektrometer mit magnetisch-adiabatischer Kollimation eingesetzt („MAC-E-Filter“), welches in Abschnitt 2.1.3 beschrieben wird. Die notwendige Retardierungsspannung von 18,6 keV lässt sich technisch gut realisieren. Mit dem beschriebenen Messprinzip wurden die bisher genauesten Obergrenzen für die Neutrinomasse durch Experimente in Mainz [KBB04] und Troitsk [LAB99] zu $m(\nu_e) < 2,3$ eV bestimmt.

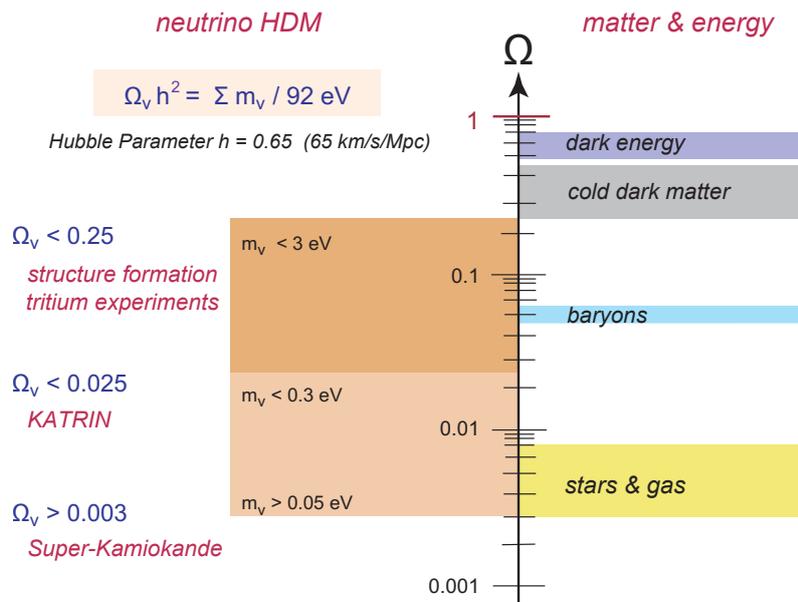


Abbildung 1.8: Beiträge zur Energiedichte des Universums - Der Beitrag durch die Summe aller Neutrinos ist von deren Masse abhängig. Eingezeichnet sind dabei die experimentell bestimmten Ober- und Untergrenzen, sowie der durch KATRIN zugängliche Bereich (aus [Thü07]).

1.5 Bedeutung der Neutrinomasse

Aufgrund der Tatsache, dass Neutrinos im Standardmodell als masselos angenommen werden, zugleich der Massecharakter über die Neutrinooszillationen bewiesen wurde, ist eine modellunabhängige Bestimmung der Neutrinomasse von hoher Wichtigkeit für die Teilchenphysik und die Entwicklung kosmologischer Modelle.

Die quadratischen Massendifferenzen der verschiedenen Neutrino flavours, welche sich aus den Neutrinooszillationen bestimmen lassen, liefern keine Informationen über die absoluten Neutrinomassen und deren Hierarchie. Abhängig von der absoluten Masse können die Massenunterschiede zu einer hierarchischen Massenverteilung (z.B. $m_3 > m_2 > m_1$) oder zu quasi-entarteten Masseneigenzuständen ($m_3 \approx m_2 \approx m_1$) führen.

Die Massen der Elementarteilchen werden im Standardmodell durch eine Kopplung an das Higgs-Feld beschrieben. Um die Neutrinomassen zu erklären wäre eine um 7 Größenordnungen schwächere Kopplung notwendig als bei den übrigen Elementarteilchen. Dies lässt sich nicht im Rahmen des Standardmodells erklären, weshalb bereits neue theoretische Mechanismen entwickelt werden, durch die Neutrinos ihre Masse erhalten. Dazu gehören der Seesaw I Mechanismus, welcher ein schweres rechtshändiges Majorana-Neutrino vorhersagt, und der Seesaw II Mechanismus, in welchem die Neutrinos direkt an ein Higgs Triplet koppeln.

Für die Überprüfbarkeit dieser und weiterer Modelle ist entscheidend, ob die Neutrinomassen hierarchisch oder quasi-entartet sind. Diese Frage kann durch das KATRIN-Experiment aufgrund der Detektionsgrenze von $m(\nu_e) < 0,2 \text{ eV}/c^2$ (90 % C.L.) selbst dann entschieden werden, falls die Neutrinomasse unterhalb der Sensitivität liegen sollte. Mit einem definierten Wert für $m(\nu_e)$ können weitere Parameter der Neutrinomassen, wie die CP-verletzende Phase und die Majorana-Phasen gemessen werden.

Wie in Abschnitt 1.4.2 gesehen lassen sich aus der Beobachtung kosmologischer Gegebenheiten Schlussfolgerungen auf die Neutrinomasse ziehen. Da bei den Anpassungsrechnungen an das Λ CDM-Modell mehrere Parameter zugleich bestimmt werden müssen, könnten

mit einem definierten Wert für die Neutrinomassen, andere Parameter mit höherer Genauigkeit bestimmt werden. Sollte ein unabhängiges Experiment eine mit den kosmologischen Obergrenzen unvereinbare Neutrinomasse ergeben, sind neue kosmologische Modelle erforderlich. Beispielsweise können im Rahmen einer Kopplung zwischen Dunkler Energie und Dunkler Materie mit nicht verschwindenden Neutrinomassen bessere Fit-Ergebnisse erreicht werden [VKC09].

2. Das KATRIN Experiment

Das Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment hat die Zielsetzung, die Elektroneneutrino-masse aus der kinematischen Untersuchung des Tritium- β -Zerfall zu bestimmen. Das circa 70 m lange Experiment wird am KIT¹ Campus Nord durchgeführt. Dort ist die unmittelbare Anbindung an das Tritium Labor Karlsruhe (TLK) möglich, in welchem die notwendigen Voraussetzungen gegeben sind, um über eine Tritiummenge bis zu 40 g zu verfügen. Das Entdeckungspotential ist abhängig von der Neutrinomasse und beträgt beispielsweise für $m(\nu_e) = 0,4 \text{ eV}/c^2$ eine Signifikanz von $6,5 \sigma$ [AAB04]. Falls kein Signal gemessen wird, folgt daraus eine Obergrenze von $200 \text{ meV}/c^2$ (90 % C.L.) für die Masse des Elektroneneutrinos. Um diese im Vergleich zu den Experimenten in Mainz und Troitsk um Faktor 10 verbesserte Sensitivität zu erreichen, muss die Messgröße $m(\nu_e)^2$ mit einer um Faktor 100 größeren Genauigkeit gemessen werden.

Ein zu $\epsilon_T = 95 \%$ aus Tritium bestehendes Gasgemisch wird in die fensterlose Quelle (WGTS) injiziert. Die β -Elektronen, welche in der Quelle entstehen, werden durch magnetische Felder in einer Zyklotronbewegung zum Spektrometer geführt. Durch Turbomolekularpumpen in der WGTS und der differentiellen Pumpstrecke DPS wird das Gasgemisch entfernt, in dem sogenannten „Loop System“ aufbereitet und wieder in die Quelle eingespeist. Durch die kryogene Pumpsektion CPS wird die verbleibende Tritiumdichte auf dem Weg zum Spektrometer weiter reduziert. Die β -Elektronen werden im Vor- und Hauptspektrometer analysiert, wobei die Elektronen eine ausreichende kinetische Energie besitzen müssen, um das elektrische Retardierungspotential der Spektrometer zu überwinden. Elektronen, welche die Spektrometer passieren, treffen auf den Hauptdetektor und werden dort registriert. Auf der rückwärtigen Seite der Quelle befindet sich zusätzlich die Rear Section, welche zur Überwachung der Quelle genutzt wird.

Der Transport der Elektronen durch die genannten Komponenten erfolgt durch Magnetfelder, welche fast ausschließlich durch supraleitende Magnete erzeugt werden. Der magnetische Fluss gegeben durch

$$\phi = B \cdot A \tag{2.1}$$

ist konstant und bestimmt die Fläche des Elektronenflussschlauchs A bei einer gegebenen magnetischen Flussdichte B . In der WGTS wird ein Flussschlauch mit $\phi_{\text{tot}} = 229 \text{ Tcm}^2$ erzeugt, wobei lediglich der „innere“ Flussschlauch mit $\phi = 191 \text{ Tcm}^2$ analysiert und anschließend detektiert wird.

Um einen Transport freier Elektronen über die Strecke des KATRIN-Experiments zu

¹Karlsruhe Institute of Technology

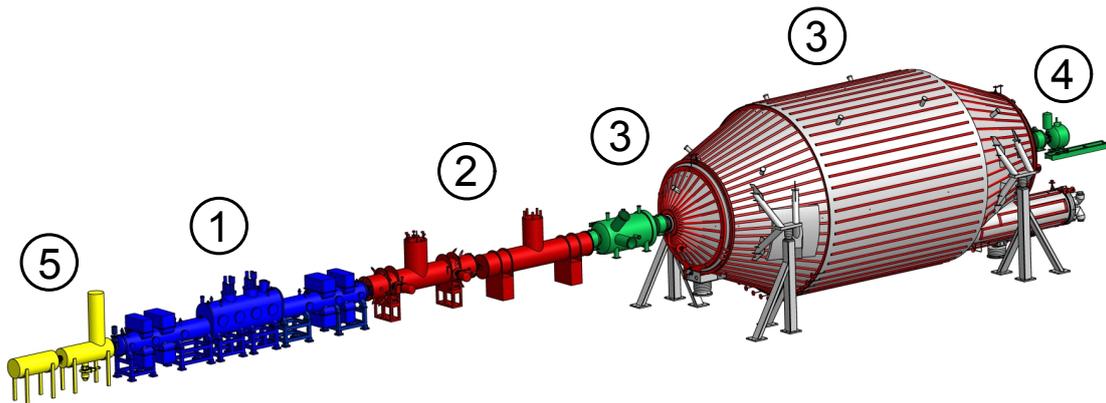


Abbildung 2.1: Aufbau des KATRIN-Experiments mit der Tritiumquelle WGTS (1), den Pumpstrecken DPS2-F und CPS (2), dem Vor- und Hauptspektrometer (3), dem Hauptdetektor (4) und dem rückwärtigen System (5).

ermöglichen ist ein sehr gutes Vakuum notwendig. Abgesehen von der Quelle und dem quellseitigen Bereich der DPS wird überall im Experiment zumindest Hochvakuum (HV) $p < 10^{-6}$ mbar erreicht. In den Spektrometern wird durch eine Kombination verschiedener Pumpstechniken sogar extrem hohes Vakuum (XHV) mit Drücken von $p < 10^{-11}$ mbar erreicht. Im folgenden Abschnitt werden die genannten Komponenten des KATRIN Experiments WGTS, DPS, CPS sowie die Spektrometer und Hauptdetektor näher beschrieben. Für weitere Informationen zum Experiment sei auf den KATRIN Design Report [AAB04] verwiesen.

2.1 Komponenten

2.1.1 Die Tritiumquelle

Die β -Elektronen werden in der fensterlosen Quelle (Windowless Gaseous Tritium Source, WGTS) mit einer Länge von 10 m und einem Innendurchmesser von 9 cm von gasförmigem Tritium emittiert. Ein Fenster am Ende der Quelle kann nicht eingesetzt werden, da es zu einer zu hohen Absorption der Elektronen führen würde. Aufgrund der fehlenden physischen Trennung von Quelle und Spektrometer müssen die Tritiummoleküle durch Pumpen entfernt werden, da sie sonst in die elektrostatischen Spektrometer diffundieren können und durch Zerfälle Untergrund am Hauptdetektor erzeugen. Das in der Quellmitte eingespeiste Gas wird daher an beiden Enden der WGTS durch die differentielle Pumpstrecken DPS1-F und DPS1-R wieder entfernt. In Richtung des Spektrometers wird der Tritium-Partialdruck durch die Pumpstrecken DPS2-F und CPS weiter reduziert (siehe Abschnitt 2.1.2). Bei einem konstanten Einlassdruck p_{in} und einer bestimmten Pumpleistung ergibt sich ein Gleichgewicht, wobei die Dichteverteilung des Tritiumgases über den Querschnitt der WGTS nahezu konstant ist und längs der WGTS ausgehend von der Mitte exponentiell abnimmt. Daher bietet es sich an, die Quellstärke über die Säulendichte $\rho d = N/A$ zu definieren, welche die Zahl der Gasmoleküle pro Flächeneinheit angibt.

Die Temperaturstabilisierung der Quelle erfolgt durch ein Zwei-Phasen-Gemisch aus flüssigen und gasförmigen Neon. Abhängig vom Druck des Zwei-Phasen-Gemisches folgt eine Quelltemperatur zwischen 27 und 30 Kelvin. Eine Temperatur von 27 K bei einem Einlassdruck von $p_{in} = 3,4 \cdot 10^{-3}$ mbar führt zu der Referenz-Säulendichte von $\rho d = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$.

Eine weitere Erhöhung der Säulendichte führt zwar zu einer erhöhten Quellaktivität, aber dieser Vorteil wird durch die Erhöhung der inelastischen Streuwahrscheinlichkeit zunehmend kompensiert. Der Einfluss der Säulendichte auf das Experiment wird in Abschnitt 2.2 näher beschrieben.

Die magnetische Flussdichte beträgt in der WGTS 3,6 T, das führt unter der Berücksichtigung des Quellrohr-Durchmessers zu einem Gesamt-Flussschlauch von $\phi_{\text{tot}} = 229 \text{ Tcm}^2$. Der zur Analyse relevante innere Flussschlauch von $\phi = 191 \text{ Tcm}^2$ besitzt bei dieser Magnetfeldstärke eine Fläche von $A_S = 53 \text{ cm}^2$. Innerhalb dieser Fläche befinden sich bei der gegebenen Säulendichte und einem Tritiumisotopenanteil von $\epsilon_T = 95 \%$ des Gasgemisches

$$N(\text{T}_2) = \epsilon_T \cdot \rho d \cdot A_S \quad (2.2)$$

Tritiummoleküle. Mit der Halbwertszeit von $t_{1/2}({}^3\text{H}) = 12,3 \text{ Jahren}$ und zwei Tritiumkernen pro Molekül ergibt sich die Quellaktivität zu rund 10^{11} Zerfällen pro Sekunde. Unberücksichtigte Änderungen der Streuwahrscheinlichkeit und der Quellaktivität führen zu systematischen Fehlern. Aus diesem Grund werden die Säulendichte und die Aktivität der WGTS sowie der Tritiumisotopenanteil mit verschiedenen Methoden gemessen, beziehungsweise überwacht (siehe Abschnitt 2.2).

2.1.2 Pumpsektionen DPS2-F und CPS

Durch die zweite differentielle Pumpstrecke DPS2-F (Differential Pumping Section 2 - Front) und die kryogene Pumpstrecke CPS (Cryogenic Pumping Section) erfolgt eine weitere Reduktion des Tritiumflusses in Richtung der Spektrometer. Die Turbomolekularpumpen von DPS1-F und DPS2-F führen zu einer Reduktion um den Faktor 10^7 . Die CPS reduziert den Tritiumfluss nochmals um 7 Größenordnungen. Ausgehend von einer Gaseinlassrate in der Größenordnung $O(1) \text{ mbar} \cdot \text{l/s}$ wird der Tritiumfluss in den Spektrometerbereich auf $O(10^{-14}) \text{ mbar} \cdot \text{l/s}$ gesenkt, wodurch die Rate des tritiumverursachten Untergrunds unter 1 mHz sinkt. Beide Pumpstrecken sind jeweils viermal angewinkelt, dadurch bietet sich für neutrale Gasmoleküle keine Möglichkeit direkt in den Spektrometerbereich zu fliegen.

Die DPS2-F verfügt über 4 Hochleistungs-Turbomolekularpumpen, welche jeweils eine Pumpleistung von über 2000 l/s für H_2 besitzen. Die supraleitenden Magnete erzeugen Magnetfelder bis 5.6 T, wodurch der Durchmesser des Elektronenflussschlauchs minimal 7 cm beträgt. Die Gasmoleküle können durch den Zerfall der Tritiumkerne und Wechselwirkungen mit den β -Elektronen ionisiert werden. Als geladene Teilchen werden sie wie die Elektronen durch die magnetischen Felder geführt und können im Spektrometer durch Restgasionisation Untergrund erzeugen. Daher soll in der DPS2-F eine elektrostatische Barriere für die niederenergetischen Ionen integriert werden. Zusätzlich können die Ionen durch Dipolfelder aus dem Flussschlauch entfernt werden. Analysiert man die Zyklotronresonanzfrequenzen der Ionen in einer Penningfalle, kann man Informationen über die Ionenmassen und damit über die Isotopenzusammensetzung der Quelle gewinnen.

In der kryogenen Pumpstrecke werden die Gasmoleküle nicht mechanisch gepumpt sondern durch Adsorption gebunden. Die Innenwand der CPS wird mit flüssigem Helium auf 4,5 K gekühlt, sodass auftreffende Gasmoleküle mit hoher Wahrscheinlichkeit festfrieren. Die Effizienz dieser Sorptions-Pumpe kann durch das Auffrieren von Argon zusätzlich gesteigert werden. Nach jedem Messzyklus, welcher 60 Tage dauert, wird die Sorptions-Pumpe regeneriert, indem das adsorbierte Gas entfernt und eine neue Argonschicht aufgefroren wird. Darüber hinaus können in der CPS kondensierte radioaktive Quellen installiert werden. Dies kann zur Kalibration des Spektrometers dienen, oder, falls die Entwicklung einer geeigneten kondensierten Tritiumquelle gelingt, zur Messung des Tritiumspektrums. Im spektrometerseitigen Bereich der CPS befindet sich ein Wartungsport, der einen Zugang

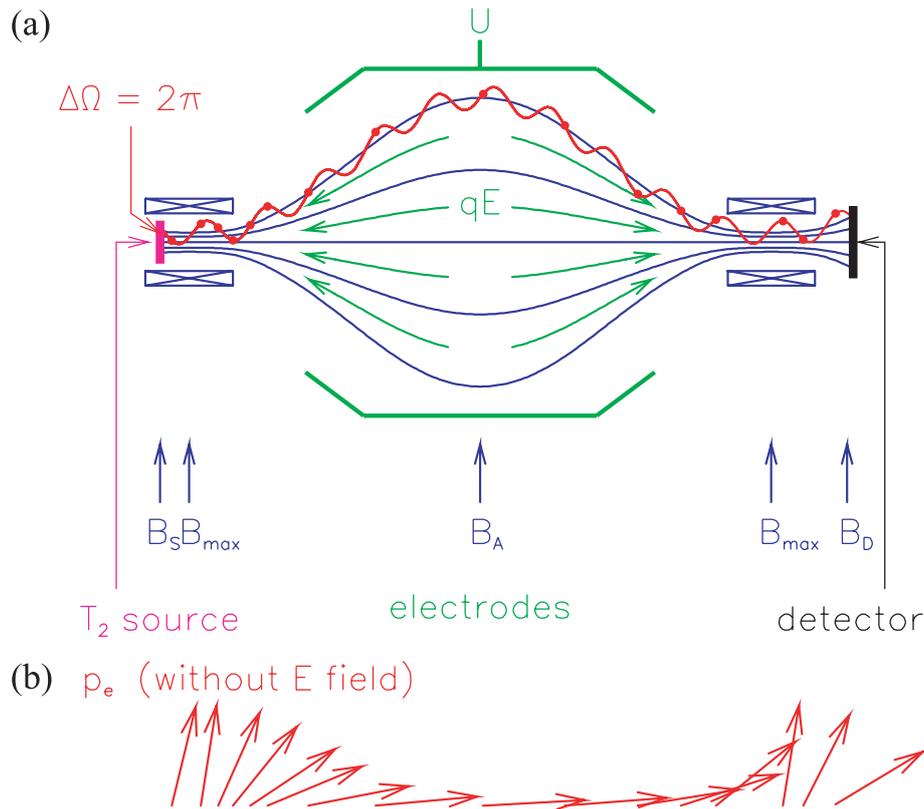


Abbildung 2.2: Funktionsprinzip eines MAC-E-Filters - (a) Das Schema deutet den Verlauf der magnetischen und elektrischen Feldlinien an. Die Teilchen folgen Zyklotronbahnen, wobei der Einfluss der Magnetfeldstärke auf den Zyklotronradius nicht eingezeichnet ist. (b) Die Pfeile visualisieren die adiabatische Umwandlung von Transversalimpuls in Longitudinalimpuls, wobei das Retardierungspotential nicht berücksichtigt wird (aus [AAB04]).

zum Elektronenflussschlauch ermöglicht. Dieser soll von einem verfahrenbaren Monitor-detektor genutzt werden, um die Aktivität des Elektronenflusses in Vorwärtsrichtung zu überwachen. Außerdem kann mit dem „Forward Beam Monitor Detector“ der gesamte Flussschlauch abgetastet und vermessen werden. Die nötigen Eigenschaften dieses Detektors, welcher eine wichtige Rolle bei der Überwachung der Quellstabilität spielt, werden in Abschnitt 2.3 beschrieben.

2.1.3 Spektrometer

Die Aufgabe der Spektrometer besteht aus der Messung der kinetischen Elektronenenergien mit hoher Energieauflösung. Aufgrund der isotropen Emission der β -Elektronen in der Quelle sind die Elektronenwinkel zur Strahlachse θ zwischen 0° und 90° gleichverteilt. Bei fast allen Elektronen steckt daher ein Teil der Energie im Transversalimpuls, welcher im Gegensatz zum Longitudinalimpuls nicht durch ein elektrostatisches Potential gemessen werden kann. Um Elektronen beliebiger Winkel θ vermessen zu können wird daher ein Spektrometer mit magnetisch adiabatischer Kollimation und einem überlagerten elektrostatischem Retardierungspotential eingesetzt (Magnetic Adiabatic Collimation combined with an Electrostatic Filter, MAC-E-Filter).

Um die Funktionsweise des MAC-E-Filters zu verstehen muss man den Einfluss von Änderungen der Magnetfeldstärke auf die β -Elektronen, welche auf Zyklotronbahnen den Magnetfeldlinien folgen, betrachten. Bei einer hinreichend kleinen Änderung des Magnetfelds während eines Zyklotronumlaufs ist der Drehimpuls der Zyklotronbewegung eine

Erhaltungsgröße. Daraus folgt die Erhaltung des magnetischen Moments, der Quotient aus Transversalenergie und magnetischer Flussdichte

$$\mu = \frac{E_T}{B} = \text{konst.} \quad (2.3)$$

Aus der Energieerhaltung folgt, dass die Transversalenergie bei kleinerem B-Feld in Longitudinalenergie umgewandelt wird. Die Umwandlung ist nicht vollständig, da die minimale Magnetfeldstärke, welche in der sogenannten Analysierebene in der Mitte des MAC-E-Filters erreicht wird, endlich ist. Die Analyse der Elektronenenergie erfolgt durch ein elektrostatisches Potential, welches dem Magnetfeld überlagert wird. Bei einer gegebenen Hochspannung U können alle Elektronen das Spektrometer passieren, die eine longitudinale Energie $E_L > eU$ haben, das heißt das Spektrometer misst ein integriertes Spektrum. Nach dem Erreichen der Analysierebene werden die Elektronen durch das elektrostatische Potential beschleunigt. Durch das ansteigende magnetische Feld wird außerdem die longitudinale Energie wieder in transversale umgesetzt und die ursprüngliche Winkelverteilung wiederhergestellt. Die Energieauflösung eines MAC-E-Filters ist durch das minimale Magnetfeld im Spektrometer B_{\min} , dem maximalen Magnetfeld B_{\max} außerhalb des Spektrometers und der Elektronenenergie E gegeben zu

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \quad (2.4)$$

Zwischen der Quelle mit $B_S = 3,6 \text{ T}$ und der Analysierebene mit $B_A = 0,3 \text{ mT}$ erreicht das Magnetfeld eine maximale Stärke von $B_{\max} = 6 \text{ T}$. Dadurch ergibt sich eine Energieauflösung des Hauptspektrometers für $18,6 \text{ keV}$ Elektronen von

$$\Delta E = 0,93 \text{ eV} \quad (2.5)$$

Beim Übergang des Magnetfelds von B_S zu B_{\max} wird wie in der zweiten Hälfte des Spektrometers ein Teil des longitudinalen Impulses in transversalen Impuls umgewandelt. Bei einem großen Startwinkel der Elektronen kann der Transversalimpuls das Vorzeichen ändern. Das bedeutet das Elektron wird durch den Effekt der magnetischen Spiegelung reflektiert. Der maximale Grenzwinkel θ_{\max} unter dem die Elektronen nicht reflektiert werden ist gegeben durch

$$\theta_{\max} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{B_S}{B_{\max}}} \right) = 51^\circ \quad (2.6)$$

Elektronen mit größerem Winkel θ legen einen längeren Weg zurück um das Spektrometer zu erreichen. Dadurch erhöht sich die Wahrscheinlichkeit für Streuprozesse mit Gasmolekülen. Daher ist die Reduktion der Elektronflussdichte durch die Begrenzung auf den Akzeptanzwinkel θ_{\max} nicht nachteilig.

Im KATRIN-Experiment werden zwei MAC-E-Filter in Form eines Vorspektrometers und eines Hauptspektrometer eingesetzt. Beide haben im Innern Elektrodendrähte eingebaut. Diese besitzen eine etwas höhere Spannung als der Spektrometertank und bestimmen damit das elektrische Potential. Dadurch kann verhindert werden, dass Elektronen, welche durch die Wechselwirkung von Myonen und Edeltank entstehen, in den innern Flusschlauch driften und Untergrund erzeugen. Das kleinere Vorspektrometer hat eine geringere Energieauflösung und dient zur Filterung des großen Anteils an niederenergetischer Elektronen, welche für die Messung nicht relevant sind (beispielsweise alle Elektronen mit $E_e < 18 \text{ keV}$).

Das Hauptspektrometer dient mit seiner hohen Energieauflösung zur präzisen Vermessung des Tritiumspektrums im Bereich des Endpunkts. Durch das geringe magnetische Feld in

der Analysierebene von $B_A = 0,3 \text{ mT}$ benötigt das Hauptspektrometer einen Durchmesser von 9 m um den Flussschlauch zu umfassen. Das niedrige B-Feld erfordert eine genaue Fein-
formung, sowie eine Kompensation des Erdmagnetfelds. Die Streufelder der supraleitenden
Magnete werden daher um ein Luftspulensystem ergänzt, welches den MAC-E-Filter um-
gibt. Die Stabilität der Retardierungsspannung ist für einen MAC-E-Filter entscheidend.
Die Hochspannung wird daher mit einem Präzisions-Hochspannungsteiler gemessen. Zu-
sätzlich wird ein dritter MAC-E-Filter, das Monitorspektrometer, welches ebenfalls mit
der Hochspannung versorgt wird und damit eine radioaktive Quelle analysiert. Genau-
so kann das Hauptspektrometer mit β -Elektronen bekannter Energie zur Kalibration der
Hochspannung eingesetzt werden.

2.1.4 Hauptdetektor

Der Nachweis der spektroskopisch analysierten Elektronen geschieht durch einen Silizium-
detektor am Ende des Flussschlauchs. Dieser basiert auf einer monolithischen PIN-Diode
mit einem Durchmesser von 9 cm, um einen Flussschlauch von $191 \text{ T} \cdot \text{cm}^2$ abdecken zu
können. Der Detektor ist in 148 gleichgroße Pixel unterteilt. Dadurch können Inhomoge-
nitäten der elektrischen und magnetischen Felder in radialer und azimuthaler Richtung im
MAC-E-Filter berücksichtigt werden. Der Detektor ist in radialer Richtung in 12 Ringe
aufgeteilt, welche jeweils 12 Segmente besitzen und wird um 4 zentrale Pixel ergänzt. Je-
der Pixel stellt einen eigenständigen Detektorkanal dar, dessen Signal verstärkt, aus dem
Vakuum geführt und in ein Datenerfassungssystem eingespeist wird.

Bei einem Magnetfeld im Detektorbereich von $B_D = 3 \text{ T}$ ergibt sich ein maximaler Auf-
treffwinkel der Elektronen von 45° . Aufgrund der Wechselwirkungen von Elektronen mit
Materie (siehe Abschnitt 4.2.2) können die Elektronen teilweise reflektiert und dadurch
nicht registriert werden. Durch die Energieauflösung des Detektors von $\Delta E < 1 \text{ keV}$ kön-
nen Untergrundereignisse die in Energiebereichen außerhalb von 16-20 keV stattfinden von
den β -Elektronen unterschieden werden.

Um die Untergrundrate des Detektors unter 1 mHz zu halten, wird der Detektor von ei-
nem aktiven Myonveto, basierend auf einem Szintillationsdetektor, umgeben. Der Einfluss
der Umgebungsaktivität wird durch eine passive Abschirmung aus Kupfer und Blei redu-
ziert. Die Detektorkomponenten innerhalb der Abschirmung werden auf ihre Radioaktivität
überprüft und entsprechend selektiert. Eine Nachbeschleunigung der β -Elektronen um
bis zu 35 keV nach der Durchquerung der Spektrometer und vor dem Auftreffen auf dem
Detektor kann zur Verbesserung der Detektionseffizienz oder des Untergrunds eingesetzt
werden.

2.1.5 Rear Section

Am rückwärtigen Ende des KATRIN Experiments befindet sich die Rear Section². Die-
se soll eingesetzt werden um das Experiment physisch und elektrisch abzuschließen und
die Quellparameter Säulendichte und Aktivität zu vermessen. Die Rear Wall, das heißt
die Fläche der Rear Section welche in direktem Kontakt zum Flussschlauch steht, muss
die in Rückwärtsrichtung transportierten Elektronen aufnehmen und elektrisch abführen.
Der Elektronenfluss setzt sich aus in Rückwärtsrichtung emittierten oder gestreuten β -
Elektronen und durch Ionisation erzeugte Sekundärelektronen zusammen. Dadurch wird
ein Elektronenfluss auf die Rear Wall von mehr als 10^{12} Elektronen pro Sekunde erwartet.

Trotz des hohen Elektronenflusses muss die Rear Wall ein stabiles elektrostatisches Poten-
tial besitzen, da die Potentialdifferenz zwischen Rear Wall und Spektrometer das effektive
Retardierungspotential für die β -Elektronen beeinflusst. Durch Änderung des gemeinsa-
men Potentials von Rear Wall, WGTS und DPS2-F kann bei konstanter Hochspannung am

²Oft auch als Calibration and Monitoring System, CMS bezeichnet

Hauptspektrometer das Tritiumspektrum gemessen werden. Um die notwendige Stabilität an der Rear Wall zu erreichen muss ihre Oberfläche eine stabile Arbeitsfunktion besitzen. Die Oberfläche der Rear Wall wird aus einer epitaktisch gewachsenen Goldschicht mit einer (111)-Kristallorientierung bestehen. Dadurch wird die Adsorption von Tritium, welche die Stabilität der Arbeitsfunktion beeinflusst, minimiert.

Der hohe Elektronenfluss auf die Rear Wall kann auch genutzt werden, um mit dem sogenannten Rear Detector die Aktivität der Quelle kontinuierlich zu überwachen. Dabei sollen ausschließlich die Zerfallselektronen gemessen werden und nicht die durch Ionisation entstandenen Sekundärelektronen. Dabei kommen auf ein Zerfallselektron im Mittel 15 Sekundärelektronen, welche sich bei geeignetem Detektordesign aufgrund ihrer niedrigen Energie von $O(10\text{eV})$ diskriminieren lassen. Die verschiedenen Messverfahren werden in Abschnitt 2.2.3 vorgestellt.

Durch die erwähnte Ionisation der Gasmoleküle und die unterschiedliche Beweglichkeit von Elektronen und Ionen besteht das Risiko einer positiven Aufladung in der WGTS, wodurch das elektrische Potential beeinflusst wird. Dieser Effekt muss möglicherweise kompensiert werden, indem aus der Rear Wall niederenergetische Elektronen emittiert werden. Dies lässt sich beispielsweise durch Bestrahlung der Rear Wall Oberfläche mit UV-Licht erreichen.

Außerdem wird eine Elektronenkanone in die Rear Section integriert. Deren wichtigste Aufgabe ist die regelmäßige Messung der Säulendichte (siehe Abschnitt 2.2.2). Die Anforderungen an die Elektronenkanone sind eine stabile Produktionsrate der Elektronen unter einstellbarem Winkel und eine scharfen Energieverteilung. Durch Ablenkmagnete in der WGTS kann die radiale und azimuthale Position des Elektronenstrahls dann festgelegt werden. Bei dem Design von Rear Wall, Rear Detector und der Elektronenkanone ist zu berücksichtigen, dass der Tritiumfluss aus der Quelle lediglich um 3 Größenordnungen reduziert wurde. Daher werden alle Oberflächen des Rear Systems mit einer nicht zu vernachlässigenden Menge an Tritium kontaminiert.

2.2 Monitoring der Quelle

Ziel der Überwachung der WGTS ist es, Schwankungen von Aktivität oder Gasdichte zu detektieren. Eine Änderung der Gasdichte hat auch dann Einfluss auf das Experiment, wenn sich die Aktivität nicht ändern sollte, da die Wahrscheinlichkeit für inelastische Streuprozesse der Elektronen mit den Gasmolekülen von der Säulendichte abhängig ist. Abbildung 2.3 zeigt den systematischen Fehler verursacht durch eine unbemerkte relative Verschiebung der Säulendichte gegenüber dem angenommen Wert. Die Obergrenze für einen Einzelbeitrag zum systematischen Fehler, womit die Sensitivität des KATRIN-Experiments von $0,2\text{eV}$ erreicht werden kann, ist als schwarze Linie eingezeichnet. Dabei zeigt sich, dass abhängig von dem analysierten Energieintervall bereits Verschiebungen der Säulendichte im Promillebereich unbedingt durch das Quellmonitoring zu detektieren sind.

Die Anzahl der Tritiummoleküle und damit auch die Aktivität im inneren Fluss Schlauch ist nach Formel 2.2 abhängig von der Fläche des Fluss Schlauchs, der Isotopenzusammensetzung und der Säulendichte. Das bedeutet eine präzise Messung der drei Parameter und der resultierenden Aktivität ergeben redundante Informationen über den Zustand der Quelle. Der Abgleich dieser Informationen soll ein permanentes Monitoring der WGTS-Eigenschaften mit einer Präzision von $0,1\%$ ermöglichen. Durch die Redundanz können möglicherweise auch bisher unberücksichtigte Effekte auf den Tritiumzerfall, beispielsweise einen Einfluss der Sonne [JFB09], erkannt und berücksichtigt werden.

Das Monitoring der Fläche des inneren Fluss Schlauchs wird in den folgenden Abschnitten nicht berücksichtigt. Die Fläche ist nach Formel 2.1 abhängig von Änderungen in ma-

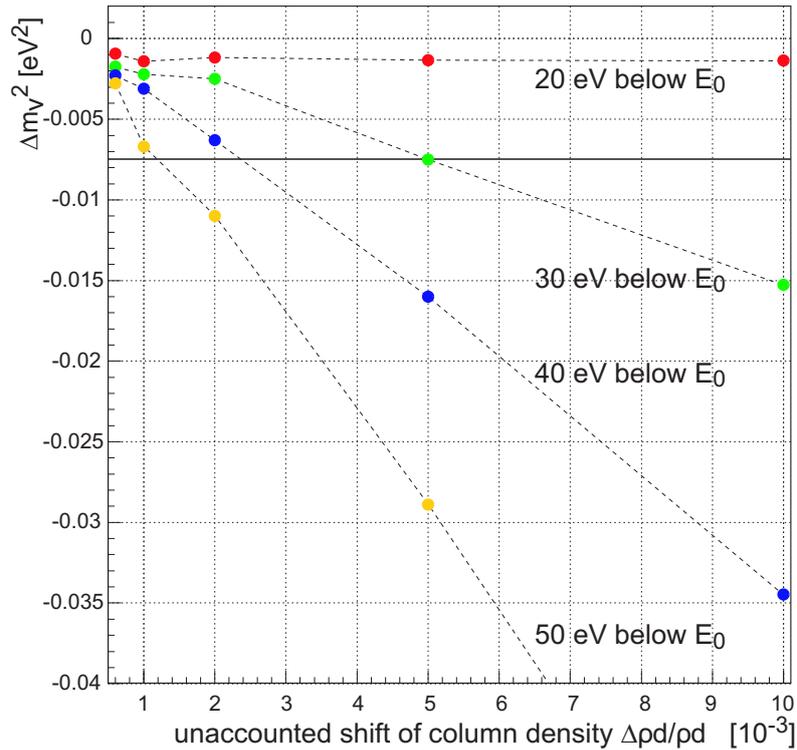


Abbildung 2.3: Einfluss der Säulendichte auf den systematischen Fehler - Eine unbemerkte Verschiebung der Säulendichte im Promillebereich während der Messung führt zu einem inakzeptablen systematischen Fehler Δm_ν^2 (aus [AAB04])

gnetischen Feldern, welche von den Strömen in supraleitenden Magneten erzeugt werden. Diese Ströme sind sehr stabil ($\leq 2\%$ in 3 Monaten) und deren zeitabhängige Änderung wohlbekannt. In Messungen mit den supraleitenden Spulen des Vorspektrometers wurde beispielsweise eine relative Stabilität von $5 \cdot 10^{-6}/\text{h}$ festgestellt. In den nachfolgenden Abschnitten folgt eine Beschreibung der Methoden zur Überwachung der Isotopenzusammensetzung, der Säulendichte und der Aktivität der Quelle.

2.2.1 Monitoring der Isotopenzusammensetzung

Neben dem Tritium ($^3\text{H} = \text{T}$), welches mit einem Anteil von 95% dominiert, werden in dem Gasgemisch signifikante Anteile an Wasserstoff (^1H), Deuterium ($^2\text{H} = \text{D}$) und Helium (^3He) erwartet. Die verschiedenen Nuklide treten dabei überwiegend in molekularer Form auf. Negativ geladene Wasserstoff-Isotope oder neutrales Helium können aber auch atomar stabil sein. Durch den β -Zerfall oder Elektronenwechselwirkungen können die Atome und Moleküle auch in Form von positiv oder negativ geladenen Ionen vorliegen. Das Isotopenmonitoring ist allerdings nicht nur zur Bestimmung des Anteils an Tritiumkernen im Gasgemisch wichtig, wovon die Quellaktivität abhängig ist. Auch der Anteil an Molekülverbindungen von Tritium mit anderen Wasserstoff-Isotopen, wie HT und DT, muss untersucht werden. Diese Moleküle besitzen nämlich ein etwas anderes β -Spektrum, als reines Tritium [SSL10].

Die Zusammensetzung der neutralen Gasmoleküle wird mittels Laser Raman (LARA) Spektroskopie gemessen. Dabei werden durch inelastische Raman-Streuung charakteristische Vibrations- und Rotationszustände der Moleküle angeregt. Die emittierte Strahlung bei der Abregung wird mit optischer Spektroskopie, unter Verwendung eines Filters, eines optischen Gitters und einer CCD-Kamera analysiert. Dabei geben Frequenzlage und Höhe spezifischer Peaks Auskunft über Molekültyp und -häufigkeit. Mit LARA können homogene Moleküle wie H_2 , D_2 und T_2 , aber auch heterogene Moleküle wie HD, HT oder DT

unterschieden und ihr Anteil an der Gasmenge quantitativ bestimmt werden. Der eingesetzte Laser besitzt eine Wellenlänge von 532 nm und eine Maximalleistung von 5 W. Im KATRIN-Experiment soll die Gaszusammensetzung durch LARA permanent überwacht werden. Dabei wird das gesamte Gasgemisch, bevor es in die WGTS eingespeist wird, durch die LARA-Zelle geleitet. In dieser Zelle wird das Gasgemisch bei einem Druck von 100 mbar analysiert, mit dem Ziel den Isotopenanteil in 250 s zu einer Präzision von 0,1 % zu messen.

Die Messung der Isotopenzusammensetzung kann zusätzlich durch ein Massenspektrometer erfolgen. Dieses kann an den Ausgang eines der differentiellen Pumpsysteme angeschlossen werden. Dabei können allerdings nur die Gasbestandteile mit unterschiedlichen Massen unterschieden werden, nicht jedoch verschiedene Moleküle gleicher Masse wie HT und D₂. Außerdem können die entstehenden Ionen zwischen den Messintervallen in Penning-Fallen festgehalten und durch Analyse der Zyklotronresonanzfrequenzen gemessen werden. Letzteres dient allerdings eher zur Untersuchung des Ionenverhaltens in der Quelle und weniger zur Bestimmung der Gaszusammensetzung.

2.2.2 Bestimmung der Säulendichte

Die β -Elektronen der WGTS können durch inelastische Streuprozesse mit den Gasmolekülen Energie zu verlieren. Der Einfluss dieser Streueffekte erhöht die Komplexität der spektroskopischen Messung der ursprünglichen Elektronenenergie. In Abbildung 2.4 zeigt die schwarze, gestrichelte Linie die Transmissionswahrscheinlichkeit für ein Elektron ohne Streueffekte in Abhängigkeit von der Elektronenenergie E abzüglich des Retardierungspotentials $\phi = e \cdot U$. Der Verlauf beruht auf der Transmissionsfunktion des Hauptspektrometers: Bei zu kleiner Energie ($E - \phi \leq 0$) wird das Elektron nicht transmittiert. Im Bereich der Energieauflösung des Hauptspektrometers ($0 < E - \phi < \Delta E = 0,93 \text{ eV}$) ist die Transmission vom Startwinkel des Elektrons abhängig. Bei noch größerer Differenz ($E - \phi > \Delta E$) wird das Elektron definitiv transmittiert.

Berücksichtigt man die Streueffekte, erhält man die vollständige Antwortfunktion. Abbildung 2.4 zeigt mit der blauen Linie die erwartete Antwortfunktion für eine Säulendichte von $\rho d = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Dabei beträgt die Wahrscheinlichkeit für ein Elektron ohne inelastische Streuung das Hauptspektrometer zu erreichen $P_0 = 41,3\%$. Falls es zu einem inelastischen Stoß kommt, verliert das Elektron dabei über 10 eV Energie. Daher führen die ungestreuten Elektronen zu einem deutlich erkennbaren Plateau. Mit zunehmender Differenz $E - \phi$ können auch ein- oder zweifach gestreute Elektronen transmittiert werden. Änderungen an der Säulendichte modifizieren die Höhe des Plateaus und die Wahrscheinlichkeiten für einfache oder mehrfache Streuung.

Dieser Einfluss auf die Antwortfunktion kann genutzt werden, um die Säulendichte zu messen. Mit Hilfe eines Elektronenstrahls mit wohldefinierter Energie, welcher das Gasgemisch durchquert und anschließend mit dem Spektrometer analysiert wird, lassen sich die Streueffekte quantitativ überprüfen. Für eine zeitoptimierte Messung der Säulendichteschwankungen ist es ausreichend, die Antwortfunktion für drei diskrete Retardierungspotentiale unterhalb der eingestellten Elektronenenergie zu messen. Diese in Abbildung 2.4 eingezeichneten Punkte repräsentieren die typischen Bereiche für keine, eine oder zwei inelastische Wechselwirkungen.

Die Messung, welche den Einsatz von Elektronenkanone, Spektrometer und Detektor erfordert, ist in einem Intervall von zwei Stunden geplant. Mit den zeitoptimierten Messungen soll nach einer Messdauer von zwei Minuten eine Genauigkeit von 0,2 % erreicht werden. Die Säulendichte ist ein Parameter, welcher mit dieser Methode nicht kontinuierlich überwacht werden kann. Allerdings ist bei der Einschätzung der Säulendichte-Stabilität zu berücksichtigen, dass diese im Wesentlichen durch die Stabilität von Tritiumzu- und

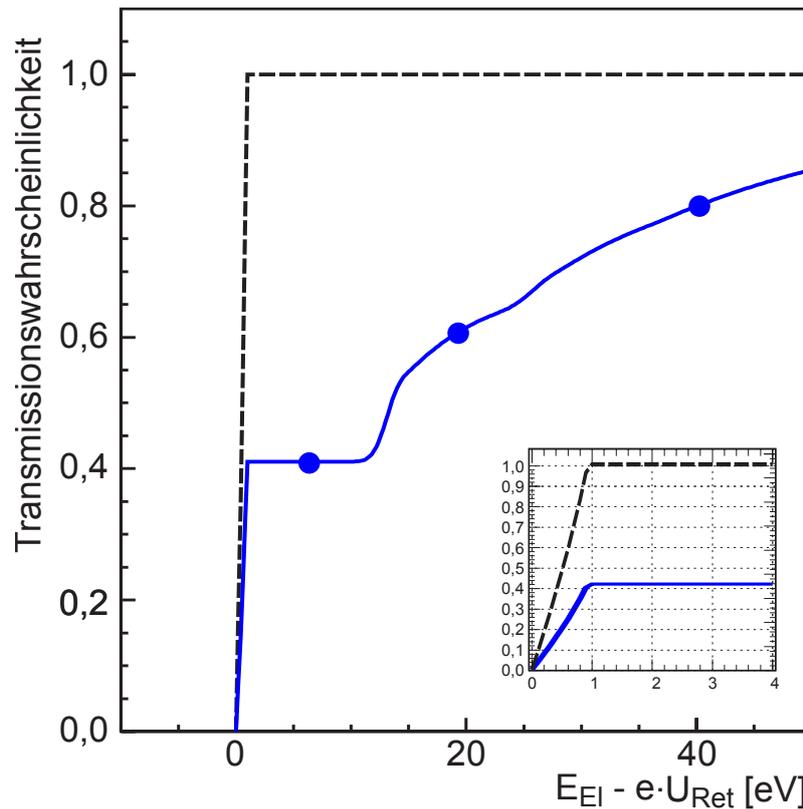


Abbildung 2.4: Transmissions- und Antwortfunktion - Das Diagramm zeigt die Transmissionswahrscheinlichkeit für Elektronen in Abhängigkeit von der Potentialdifferenz (Elektronenenergie - Retardierungspotential) ohne Streueffekte (schwarz, gestrichelt) und mit Streueffekten (blau) [AAB04].

abfluss, sowie der Temperatur definiert sind und diese Parameter auf eine Stabilität von 0,1 % spezifiziert sind.

2.2.3 Aktivitätsmessung der WGTS

Zur Überwachung der Quellaktivität sind mehrere verschiedene Methoden geplant. Im rückwärtigen Bereich wird dieser Aufgabe durch den Rear Detektor übernommen. Nach Reduktion des Retardierungspotentials kann in Intervallen auch mit dem Hauptdetektor die Aktivität gemessen werden. Ein kontinuierliches Monitoring von Spektrum und Aktivität der WGTS-Elektronen erfolgt in Vorwärtsrichtung durch den Forward Beam Monitor Detector (FBMD). Die Einsatzbedingungen und Anforderungen an den Monitordetektor werden in Abschnitt 2.3 näher beschrieben.

Eine Möglichkeit zur Umsetzung des Rear Detektors besteht in der direkten Messung des durch die β -Elektronen verursachten Stroms an der Rear Wall. Dieser Strom im Bereich mehrerer Nanoampere müsste dann mit Picoampere-Genauigkeit gemessen werden, um eine Genauigkeit von 0,1 % zu erreichen. Eine solche Strommessung stellt technisch kein Problem dar und durch die große Zahl an β -Elektronen, welche an dem Prozess beteiligt sind ist die statistische Genauigkeit von 0,1 % nach weniger als 1 s gewährleistet. Allerdings muss der Fluss aus niederenergetischen Sekundärelektronen vorher abgetrennt werden, welcher sonst über den Fluss aus β -Elektronen dominieren würde. Ein aktuelles Design sieht eine epitaktisch gewachsene Goldschicht mit einer Dicke von 10 nm als Rear Wall vor [DM09]. Diese definiert das Potential der WGTS (siehe Abschnitt 2.1.5) und absorbiert alle niederenergetischen Elektronen. Eine 20 nm dicke isolierende Schicht aus Aluminiumoxid trennt die Rear Wall von einer metallischen Chromschicht. Letztere stellt

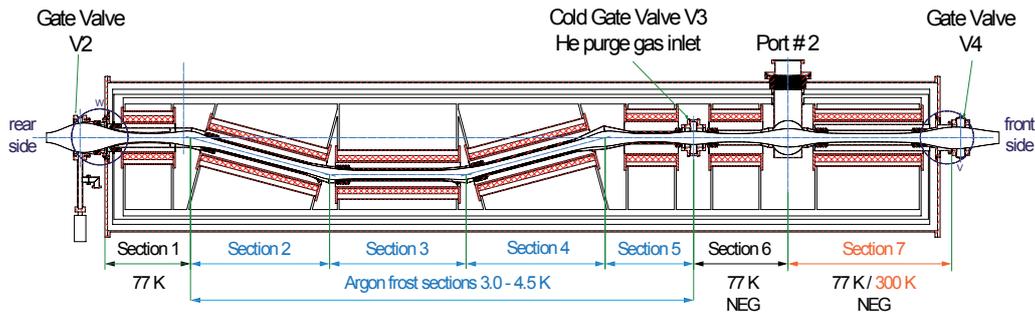


Abbildung 2.5: Schematische Draufsicht der CPS inklusive Führung des magnetischen Flusses, den verschiedenen Temperaturzonen und dem Zugangsport #2 (aus [Sch08])

den Rear Detektor dar, welcher nur durch β -Elektronen getroffen wird, die zuvor die Rear Wall und die isolierende Trennschicht durchdrungen haben.

Für den Rear Detektor wurde als alternative Monitoringmethode die indirekte Aktivitätsmessung über β -induzierte Röntgenstrahlung untersucht [Mau09]. Dabei entsteht in der Goldschicht der Rear Wall über den inversen Photoeffekt Röntgenstrahlung. Diese soll durch einen Halbleiterdetektor (beispielsweise ein Silizium-Driftdetektor) gemessen werden. Vorteile dieser Methode sind die geringe Beeinflussung der Rear Wall durch diese Methode und die Möglichkeit zur stetigen Energiekalibration durch die spezifischen Fluoreszenzpeaks von Gold. Aufgrund der geringen Produktionsrate für Fluoreszenz- und Bremsstrahlungsphotonen ist allerdings eine Integrationszeit von ungefähr 1000 s notwendig, um eine statistische Genauigkeit von 0,1 % zu erreichen.

Zuletzt kann die Quellaktivität auch mit dem Hauptdetektor gemessen werden. Durch die Reduktion der Hauptspektrometer-Spannung um etwa 500 V gegenüber dem Normalbetrieb von 18,6 kV wird am Hauptdetektor auf allen Pixeln kombiniert eine Rate von über 100 kHz erreicht. Daraus folgt eine statistische Genauigkeit von 0,1 % der Quellaktivität in 10 s Messzeit. Diese Methode erfordert allerdings eine Unterbrechung des normalen Tritium Messmodus und ist daher nur in Intervallen von 5 Minuten geplant. Durch das unvollständige Monitoring der Quelle können kurzfristige Änderungen unter Umständen nicht erkannt werden. Sollten sich die anderen Aktivitätsmessungen als zuverlässig erweisen könnte man auf diese regelmäßige Unterbrechung des Messbetriebs sogar verzichten.

2.3 Forward Beam Monitor Detector

Der Monitordetektor soll an der kryogenen Pumpstrecke CPS integriert werden und die Quellaktivität untersuchen. Diese Monitoring-Methode darf die Messung des Hauptdetektors nicht beeinträchtigen, daher befindet sich die Messposition im äußeren Bereich des Elektronenflussschlauchs. Die hohe Intensität im Flussschlauch ermöglicht es bereits mit sehr kleinen, siliziumbasierten Detektoren nach einer Messzeit im Sekundenbereich eine statistische Genauigkeit von 0,1 % zu erreichen. Die Mechanik des Systems ist darauf ausgelegt, den Detektor in der Ebene des Flussschlauchs verfahren und positionieren zu können. Zudem kann mit dem steuerbaren Manipulator für Installations- und Wartungsarbeiten der Detektor aus der CPS herausgefahren werden. Die zweidimensionale Positionierbarkeit soll genutzt werden um Aktivität und Energiespektrum an jedem beliebigen Punkt des Flussschlauchs zu messen. Der Manipulator und das Detektorsystem bilden zusammen den Forward Beam Monitor Detector, dessen Eigenschaften an die experimentellen Bedingungen in der CPS angepasst sein müssen.

Der Monitordetektor soll an den spektrometerseitigen Port #2 der CPS angeschlossen werden (vergleiche Abbildung 2.5). Dadurch sind die Messbedingung zusammengefasst

wie folgt gegeben: Das Magnetfeld ist im Messbereich axialsymmetrisch und nimmt vom Zentrum des Flussschlauchs mit $B_0 = 1,28\text{ T}$ zum Rand hin mit $B_e = 1,18\text{ T}$ radial ab. Daraus resultiert der Radius des inneren Flussschlauchs von $r_i = 7,04\text{ cm}$ und des äußeren Flussschlauchs von $r_a = 7,74\text{ cm}$. Dies bedeutet, dass das Detektorsystem definitiv weniger als 7 mm in den Flussschlauch eindringen darf. Die Intensität ergibt sich an der Monitoring-Position zu $1,6 \cdot 10^6 / (\text{s} \cdot \text{mm}^2)$. Das Elektronenspektrum entspricht dem vollständigen β -Spektrum von Tritium, wobei die Energieverteilung durch die Streueffekte in der Quelle zu niedrigeren Energien verschoben ist. Durch den magnetischen Spiegeleffekt wird die Winkelverteilung der Elektronen beim Übergang von WGTS zu den stärkeren Magnetfeldern in der DPS auf $\theta_{\max} = 51,4^\circ$ begrenzt. An der Detektorposition wird durch das verringerte Magnetfeld, analog zum Funktionsprinzip der Spektrometer, transversale in longitudinale Energie transformiert. Dadurch wird die Obergrenze der Winkelverteilung auf $18,8^\circ$ reduziert.

Hinter den Pumpstrecken DPS und CPS ist das Volumen aus messtechnischer Sicht tritiumfrei. Allerdings müssen die Vakuumeigenschaften des FBMD genau überprüft werden um sicher zu stellen, dass der XHV-Druck im Spektrometerbereich nicht beeinträchtigt wird. Außerdem ist ein Kühlsystem im Design des Monitordetektors vorgesehen. Abbildung 2.5 zeigt dass der Detektorposition außerhalb des heliumkalten Bereichs liegt. Stattdessen geschieht in dem Bereich ein Temperaturübergang zwischen flüssigem Stickstoff (77 K) und Raumtemperatur (300 K). Daher wird, um den Detektor bei optimaler Temperatur betreiben zu können, der FBMD auch ein Heizsystem besitzen.

In Kapitel 3 erfolgt die Untersuchung eines solchen Manipulators mit Hilfe eines Demonstrators für den geplanten Monitordetektor. Die Grundlagen für siliziumbasierte Detektoren und die zur Messung eingesetzten Detektorsysteme werden in Kapitel 4 beschrieben. Die Charakterisierung der Detektoren erfolgt durch Messungen mit Elektronen und Röntgenphotonen (Kapitel 5). Zudem wird in Kapitel 6 das Verhalten der Detektorsysteme durch geeignete Simulation überprüft. Die Erkenntnisse aus den Untersuchungen für die Integration des Monitordetektors in das KATRIN-Experiment werden dann in Kapitel 7 ausführlich beschrieben.

3. Der Manipulator

Als Grundlage aller durchgeführten Messungen dient ein zweidimensional verfahrbarer Manipulator, an dessen Ende ein Detektor installiert werden kann. Durch die Möglichkeit den Manipulator an jede Position in der Messebene zu verfahren sind zwei verschiedene Messmodi möglich: Zum einen kann der Detektor an eine optimale Position gefahren werden und dort über lange Zeit Energiespektrum und Aktivität überwachen oder er kann einen „Scan“ durchführen, wobei an mehreren Punkten der Messebene die Energiespektren und Aktivitäten vermessen werden. Beide Methoden sind als Einsatzoption für KATRIN interessant und beide Methoden werden in dieser Arbeit angewendet.

Um den Manipulator im KATRIN Experiment einsetzen zu können, muss dieser Ultrahochvakuum-tauglich sein. Deshalb wurden auch einige Vakuum-Eigenschaften des Manipulators untersucht.

In den folgenden Abschnitten werden Neuerkenntnisse und Verbesserungen an dem vorhandenen System sowie notwendige Grundlagen zu den wichtigsten Eigenschaften des Manipulators beschrieben. Für Details zur vorhergehenden Entwicklung von Manipulator und Detektor sei auf [Sch08] verwiesen.

3.1 Mechanischer Aufbau

Die Bewegung der Detektorspitze erfolgt über eine Kombination zweier linearer Antriebe. Eine vereinfachte Skizze (3.2) soll die mechanische Integration darstellen: Die Bewegung in y -Richtung (1) wird direkt linear übertragen und bewegt das gesamte System, abgesehen von dem feststehenden Flansch. Die Bewegung in x -Richtung (2) wird über eine



Abbildung 3.1: Bild des Manipulators im Ausgangszustand inklusive beider Schrittmotoren und Drehgeber [Sch08]

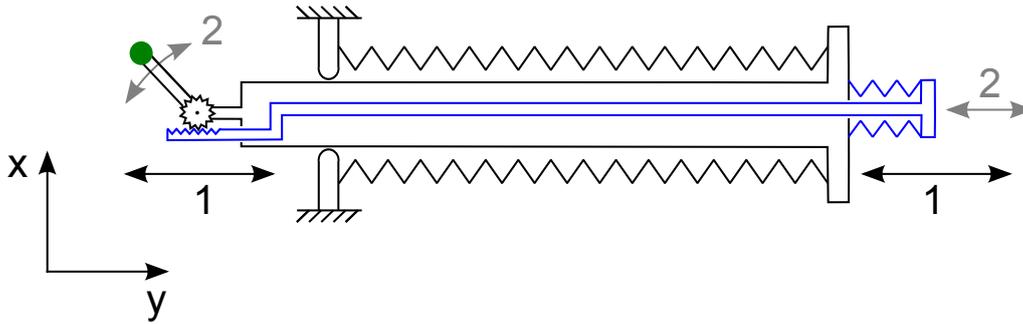


Abbildung 3.2: Schema der Mechanik - Die Bewegung in y-Richtung (1) wird direkt linear übertragen und die Bewegung in x-Richtung (2) über ein Zahnrad umgesetzt.

Zahnstange und ein Zahnrad umgesetzt. Über die Positionen der Translatoren 1 und 2 ist die x-y-Position des Detektors (grün), abhängig von der Übersetzung durch das Zahnrad und der Länge des Detektorarms, exakt gegeben.

Die Lineartranslatoren werden über Gewindespindeln von Schrittmotoren angetrieben. Zusätzlich ist für jeden Motor ein Absolut-Drehgeber installiert. Diese Absolut-Drehgeber arbeiten optisch mit dem Gray-Code Standard und besitzen einen 13 bit Singleturn und 12 bit Multiturnanteil. Das heißt sie sind in der Lage 4096 volle Umdrehungen zu unterscheiden und jede einzelne Umdrehung in 8192 Schritte zu unterteilen [Sch08].

3.2 Positionssteuerung

Die beiden Schrittmotoren ZSH 87/2 und ZSH 57/2 der Firma Phytron werden von einer Zweiachsen-Steuerung TMC (Two-Axis Motor Control) desselben Herstellers angesteuert. Die beiden Drehgeber können ebenfalls an der Steuerung angeschlossen werden, da sie ihre Daten in dem Standardformat SSI übertragen. Die Steuerung dient primär als Kommunikationsschnittstelle – über die RS232 Schnittstelle wird sie von LabVIEW ausgelesen und gesteuert.

Durch den Einsatz von LabVIEW hat man eine graphische Benutzeroberfläche und es ist möglich, die Steuerung flexibel zu erweitern und Prozesse zu automatisieren. Das LabVIEW-Programm wurde zu Beginn dieser Arbeit übernommen und in einigen Punkten erweitert und verbessert. Das Programm ist modular aufgebaut und ermöglicht eine manuelle oder eine automatische Positionssteuerung. Die Bewegung wird von Endschaltern software- und hardwareseitig überwacht, um Kollisionen mit den Wänden der Messkammer zu verhindern. Der Automatikmodus tastet einen Kreis ab, wobei Kreismittelpunkt und -radius, sowie die Schrittweite zwischen zwei Messpositionen und die Messdauer an einer Position frei bestimmbar sind. Das Messprogramm ORCA für die Detektordaten läuft auf einem Mac Computer und wird im Automatikmodus über TCP/IP gestartet und gestoppt. Zusätzlich werden Informationen über die Position und Temperatur des Detektors übertragen. Eine detaillierte Übersicht der entwickelten LabVIEW Module („Virtuelle Instrumente“) und ein Kommunikationsdiagramm der Komponenten befindet sich im Anhang A.

Die Positioniergenauigkeit des Detektorzentrums ist theoretisch limitiert durch die Genauigkeit eines Motorschritts. Unter Berücksichtigung der Umsetzung von Motorschritten in die x-y-Position, bei einer angenommenen Detektorarmlänge von 10 cm ergeben sich folgende Genauigkeiten:

$$\sigma_x = 1,1 \mu\text{m} \quad \sigma_y = 2,4 \mu\text{m} \quad (3.1)$$

Praktisch sind die Genauigkeiten allerdings durch mechanisches Spiel begrenzt. Die zu erzielende Präzision und Reproduzierbarkeit der Positionierung wurde auf $50 \mu\text{m}$ spezifiziert

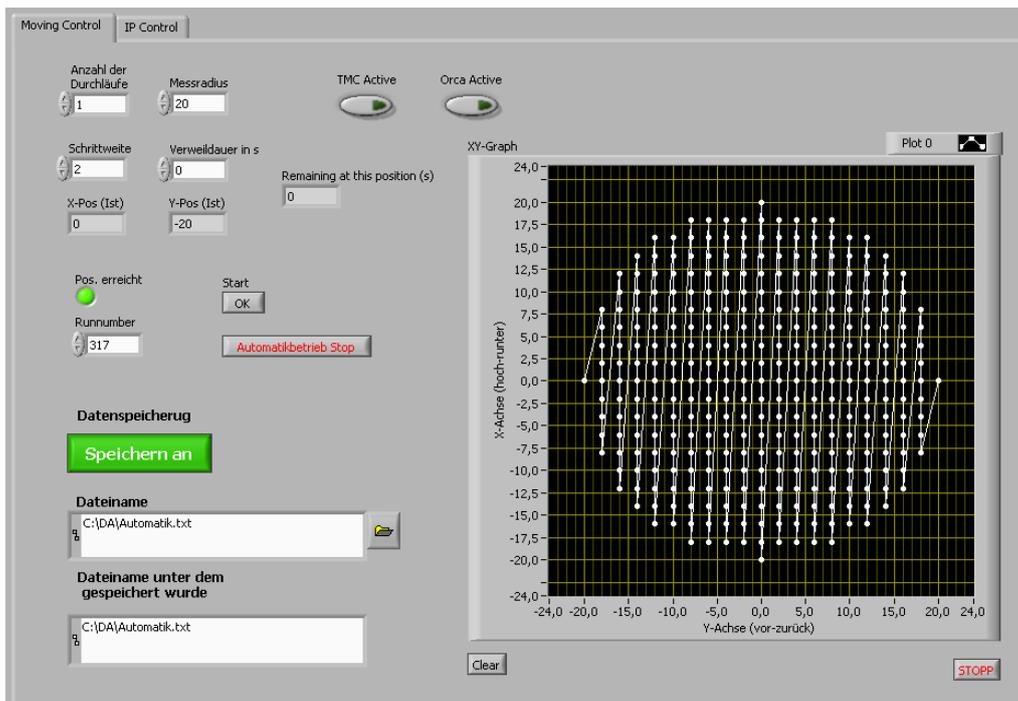


Abbildung 3.3: LabVIEW Automatik Steuerung zur vollautomatischen Abtastung eines Kreises

und während der Entwicklung verifiziert [Sch08]. In x-Richtung ist die Reichweite durch die Länge des Detektorarms limitiert, in y-Richtung erlaubt der Balg einen Fahrweg von 60 cm.

3.3 Temperaturregelung zur Detektorkühlung

Im Allgemeinen werden Messergebnisse von Silizium-Detektoren verbessert, wenn der Detektor gekühlt wird (siehe Abschnitt 4.6.2). Einige Detektoren lassen sich bei Raumtemperatur überhaupt nicht betreiben. Deshalb verfügt der Manipulator über die Möglichkeit, den Detektor mit Kaltgas zu kühlen. Dazu wird Flüssigstickstoff mit sechs in Reihe geschalteten Heizwiderständen (Gesamt-Widerstand $2,82 \Omega$, Gesamt-Heizleistung 90 W) verdampft und durch eine Vakuumdurchführung zum Detektorhalter geleitet. Am Detektorhalter findet sich ein massiver Kupferblock der durch das Kaltgas gekühlt wird und als Wärmesenke für eine angeschlossene Kupferlitze dient. Über diese flexible Kupferlitze mit einer Querschnittsfläche von 10 mm^2 wird der thermische Kontakt zu Detektorplatine und Detektor bewerkstelligt.

Um die Heizwiderstände im Falle einer leeren Stickstoffkanne vor dem Überhitzen zu bewahren, befindet sich Heizelement zusätzlich ein Pt100 Widerstandstemperatursensor. Es wurde eine Sicherheitsschaltung gebaut, welche den Heizstrom abschaltet, sobald eine zu hohe Temperatur durch den Pt100 Sensor registriert wurde (die Schaltschwelle liegt bei -17°C).

Ein Pt1000 Widerstandstemperatursensor in Detektornähe misst die Detektortemperatur. Dieser wird über eine Vierpunktmessung ausgelesen, um Verfälschungen durch Zuleitungswiderstände zu minimieren. Sowohl das Netzteil für die Heizwiderstände wie auch das Tischmultimeter zur Messung des Pt1000 Widerstands sind über die RS232 Schnittstelle mit dem PC verbunden. Dadurch ist es möglich, auf eine gewünschte Zieltemperatur digital zu regeln, anstatt einen Konstantstrom einzustellen. Der Betrieb der Kühlung mit einem konstanten Strom bringt mehrere Nachteile mit sich:

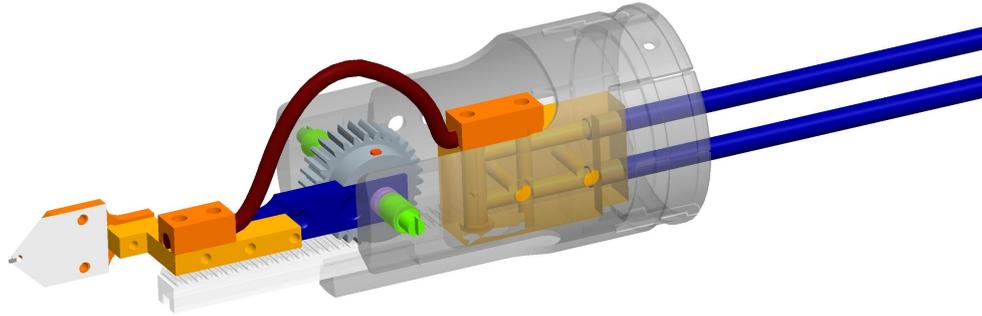


Abbildung 3.4: CAD-Modell der Detektorkühlung - Das Kaltgas durchströmt die Zuleitungen (blau) und kühlt den Kupferblock (gelb). Die wärmeleitende Verbindung zum Detektor wird über eine Kupferlitze (braun) hergestellt.

- **Präzision** Die Temperatur welche bei einem bestimmten Strom erreicht wird ist stark von äußeren Parametern wie dem Füllstand der Stickstoffkanne und der Raumtemperatur abhängig. Dadurch ist die erreichbare Präzision ohne Regelung eingeschränkt.
- **Geschwindigkeit** Kühlt man das System mit einem Konstantstrom, dauert es etwa 5 Stunden bis die Endtemperatur erreicht ist.
- **Stabilität** Über einen längeren Zeitbereich ist das System nicht stabil. Äußere Einflüsse wie Raumtemperatur oder Vereisung der Zuleitung verursachen Temperaturschwankungen, außerdem steigt die Detektortemperatur bei sinkendem Füllstand der Stickstoffkanne an.

Aufgrund der Wärmeleitung der Kupferlitze und der Wärmekapazität des Kupferblocks dauert es etwa 15 Minuten, bis eine Änderung der Temperatur am Detektor als Reaktion auf einen veränderten Kaltgasstrom zu registrieren ist. Diese Totzeit macht die regelungstechnische Aufgabe recht anspruchsvoll. Die digitale Regelung wurde wiederum mit LabVIEW realisiert. Das Programm erlaubt es, eine Soll-Temperatur einzustellen und die Ist-Temperatur wird über den vom Multimeter gemessenen Pt1000 Widerstand umgerechnet. Im 5 Sekunden Takt wird aus der Soll-Temperatur und dem Verlauf der Ist-Temperatur mit Hilfe eines modifizierten PID Reglers eine neue Zieltemperatur berechnet. Der einzustellende Heizstrom wird dann über eine empirisch gefundene Abhängigkeit zwischen Heizstrom und Solltemperatur bestimmt und an das Netzteil gesendet.

Die entwickelte Temperaturregelung arbeitet sehr zuverlässig in einem Bereich von -50 bis $+10$ °C. Der Heizstrom wird automatisch zwischen 0 und 6 A geregelt, um die eingestellte Solltemperatur zu erreichen. Der Kühlvorgang wurde deutlich beschleunigt – typischerweise wird die Solltemperatur in weniger als 90 Minuten erreicht und auf $\pm 1,5$ °C stabil gehalten.

3.4 UHV Eigenschaften

Um den Ansprüchen des KATRIN-Experiments zu genügen, müssen Komponenten, die direkt an das Primärvakuum angeschlossen werden, Ultra-Hoch-Vakuum (UHV) tauglich sein. An der Installationsstelle des Manipulators in der kryogenen Pumpstrecke CPS von KATRIN, soll ein Enddruck von etwa $p = 10^{-11}$ mbar erreicht werden. Deshalb wurde überprüft, ob der Manipulator diesen Anforderungen gerecht wird.

Um die folgenden Ergebnisse bewerten zu können, folgt eine einfache Darstellung des Zusammenhangs zwischen Pumpleistung, Gaslast und dem Enddruck. Beim Evakuieren stellt sich nach endlicher Zeit in jeder Vakuumapparatur ein Enddruck ein. Der Enddruck stellt sich als ein Gleichgewicht zwischen druckerhöhenden und drucksenkenden Effekten dar. Pumpen senken die verbleibende Menge an Restgas entsprechend ihrer Pumpleistung, welche in l/s angegeben wird. Wenn pro Zeiteinheit ein gewisses Volumen gepumpt wird, folgt, dass die Zahl evakuierter Teilchen pro Zeiteinheit mit sinkendem Druck ebenfalls sinkt.

Erhöht wird die Menge an Restgas durch Ausgas-Effekte (Moleküle desorbieren von einer Oberfläche) oder Lecks, diese sogenannte Gaslast wird in $\text{mbar} \cdot \text{l/s}$ angegeben. Für ausgasende Oberflächen existiert auch noch die flächenspezifische Ausgasrate, angegeben in $\text{mbar} \cdot \text{l}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$, die einen besseren Vergleich verschiedener Materialien ermöglicht. Stoffe mit niedrigem Siedepunkt wie Wasser und Kohlenwasserstoffe verursachen einen Großteil der Gaslast. Durch das Ausheizen von Vakuumapparaturen können diese Beiträge deutlich gesenkt werden.

Zur Bewertung der Ausgasraten und der Leckrate wird im Folgenden der Quotient Gaslast/Pumpleistung eingesetzt. Damit lässt sich der erreichbare Enddruck einer Vakuumapparatur abschätzen. Für eine exakte Berechnung der Druckverteilung in einem bestimmten Volumen müssen allerdings gasdynamische Effekte (z.B. Gasdurchflüsse durch Leitungselemente) berücksichtigt werden.

Mit einem Helium-Lecktester wurde bei einem integralen Lecktest die Leckrate des gesamten Manipulatorsystems zu $q_{L,\text{max}} = 1,2 \cdot 10^{-9} \text{ mbar} \cdot \text{l/s}$ bestimmt. Eine Leckrate in diesem Bereich ist für UHV-Komponenten akzeptabel und im Verhältnis zu den nachfolgenden Ausgasraten vernachlässigbar.

Deutlich kritischer für die Vakuumeigenschaften des Manipulators sind allerdings die elektronischen Bauteile, die zum Betrieb eines Detektors im Vakuum notwendig sind. Die benötigten Bauteile, Klebstoffe und Lote können eine sehr hohe Ausgasrate haben und müssen soweit möglich speziell für UHV-Anwendungen ausgewählt werden. Ein weiterer Nachteil ist die Empfindlichkeit der Elektronik. Die übliche Reinigung mittels Ultraschall führte im Einzelttest mit einer bedruckten, unbestückten Platine, zu Beschädigungen an den Leiterbahnen. Außerdem kann das Ausheizen die Elektronik beschädigen und wird deshalb am Manipulator nur beschränkt möglich sein (typischerweise $< 120 \text{ }^\circ\text{C}$).

Mit Hilfe eines Ausgasratenteststands wurden bedruckte Platinen und zwei verschiedene Klebstoffe untersucht, die beim Vorverstärker der PIN Diode eingesetzt werden (siehe Abschnitt 4.5). Die Ausgasrate lässt sich aus dem gemessenen Druckanstieg in der Probenkammer nach der Abtrennung der Pumpen durch ein Ventil auswerten. Bei den bedruckten Platinen handelt es sich um Aluminiumoxid-Keramiken mit Leiterbahnen aus Silber-Palladium und bei den Zweikomponenten-Klebern um den elektrisch isolierenden EPO-TEK H70E und den leitfähigen Kleber EPO-TEK H20E.

Die Ergebnisse werden in der Tabelle 3.1 dargestellt. Für jede Messung finden sich die Ausgasraten vor und nach dem Ausheizen (24 Stunden bei 80°C). Von den Ergebnissen ist bereits ein Sockelbeitrag abgezogen, der durch die leere Messkammer verursacht wird.

Die Ergebnisse zeigen, dass ausschließlich die Platinen einen nicht vernachlässigbaren Beitrag zur Ausgasrate liefern. Die getesteten Platinen waren nicht nur mit Ag-Pa Leiterbahnen bedruckt, sondern auch noch mit SMD¹-Bauteilen bestückt. Diese Bauteile sind mit handelsüblichen Kunststoffen ummantelt, die in diesem Fall den dominanten Beitrag zur Ausgasrate darstellen. Durch die Platinen für die Elektronik des Monitor-detektors wird bei

¹Surface Mounted Devices

Probe	Gaslast v.A. [mbar l/s]	Gaslast n.A. [mbar l/s]	Ausgasrate v.A. [mbar l/(s cm ²)]	Ausgasrate n.A. [mbar l/(s cm ²)]
Leer	$3,9 \cdot 10^{-9}$	$1,2 \cdot 10^{-9}$	n.V.	n.V.
Platinen	$2,7 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$4,5 \cdot 10^{-9}$	$2,8 \cdot 10^{-10}$
H20E	$9,6 \cdot 10^{-8}$	$4,5 \cdot 10^{-8}$	$8,3 \cdot 10^{-10}$	$3,9 \cdot 10^{-10}$
H70E	$1,6 \cdot 10^{-7}$	$6,2 \cdot 10^{-8}$	$7,8 \cdot 10^{-9}$	$3,1 \cdot 10^{-9}$

Tabelle 3.1: Ausgasratenmessungen verursacht durch mehrerer Proben, jeweils vor (v.A.) und nach (n.A.) dem Ausheizen bei 80 °C.

einer geschätzten Fläche von 30 cm² eine Gaslast von $8 \cdot 10^{-9}$ mbar·l/s nach dem Ausheizen erwartet.

Auf den Einsatz des nichtleitenden Klebers wird in zukünftigen Designs der Detektor-elektronik verzichtet werden, somit kann dieser keinen Beitrag zur Ausgasrate liefern. Der leitende Kleber wird nur in sehr kleinen Mengen mit einer Oberfläche < 1 cm² eingesetzt und erzeugt daher eine akzeptable Gaslast in der Größenordnung 10^{-10} mbar·l/s.

Eine Abschätzung zur Gaslast verursacht durch die Edelstahlbauteile des Manipulators zeigt, dass der Balg mit etwa $9,5 \cdot 10^{-8}$ mbar·l/s den dominanten Beitrag zur Gaslast liefern wird. Mit einer leistungsfähigen (> 1000 l/s) Turbomolekularpumpe im Verbindungsbe-reich von Manipulator und CPS wird das Erreichen des gewünschten Enddrucks dennoch möglich sein, da der durch die Gaslast des Balgs erhöhte Druck durch die Leitwerte der Verbindungsstrecke zur CPS deutlich abfällt.

4. Detektoren

4.1 Funktionsweise von Siliziumdetektoren

Siliziumdetektoren sind mittlerweile die wohl vielseitigsten Teilchendetektoren und ermöglichen je nach Anwendung eine sehr gute Positions- und Energieauflösung. In reinem Silizium sind alle vier Valenzelektronen eines jeden Atoms an benachbarte Atome gebunden. Deshalb stehen keine Elektronen zur Verfügung, um das höherenergetische Leitungsband zu besetzen. Der Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband beträgt 1,1 eV bei Raumtemperatur, deshalb ist reines Silizium („intrinsisches“ Silizium) in der Festkörperkategorisierung ein Halbleiter.

Reales intrinsisches Silizium verfügt dennoch über eine endliche Anzahl an Elektronen im Leitungsband und eine endliche Anzahl an fehlenden Elektronen im Valenzband, die als Quasiteilchen mit positiver Ladung interpretiert werden können („Löcher“). Sowohl die Elektronen wie auch die Löcher tragen zur elektrischen Leitfähigkeit bei. In intrinsischem Silizium können Elektron-Loch-Paare thermisch angeregt werden, wobei die temperaturabhängige Anzahl dieser Ladungsträgerpaare der Fermi-Dirac-Statistik folgt.

Des Weiteren können zusätzliche Elektronen durch Fremdatome zur Verfügung stehen, welche im Kristall anstelle eines Siliziumatoms an einem regulären Gitterplatz sitzen, wenn diese Fremd-Atome über beispielsweise fünf Valenzelektronen verfügen, sich aber nur vier davon im Kristall binden können. Liegt das Energieniveau des fünften Elektrons nur wenige meV unter dem Leitungsband des Siliziums, wird dieses Elektron durch thermische Anregung in das Leitungsband gehoben. Diese Fremd-Atome werden als „Donatoren“ bezeichnet. Umgekehrt können Fremdatome, die weniger als vier Valenzelektronen besitzen, Löcher verursachen und werden dann als „Akzeptoren“ bezeichnet. Donatoren und Akzeptoren kommen gleichermaßen als Verunreinigungen auch in intrinsischem Silizium vor und erhöhen zusätzlich zu den thermisch angeregten Elektron-Loch-Paaren die Anzahl an freien Ladungsträgern.

Viel wichtiger für die Halbleitertechnologie ist allerdings das „Dotieren“ - das gezielte Hinzufügen von Donatoren oder Akzeptoren. Mit Donatoren versetztes Silizium wird als n-Silizium bezeichnet, mit Akzeptoren versetztes als p-Silizium. Dotierung führt gegenüber dem intrinsischen Silizium zu einer wesentlich besseren elektrischen Leitfähigkeit und hat weitreichende Folge für die Verteilung der Ladungsträger. Intrinsisches Silizium hat ebenso viele Elektronen wie Löcher, deshalb liegt das Fermi-Niveau mittig in der Bandlücke zwischen Leitungs- und Valenzband. Bei n-Silizium muss das Fermi-Niveau näher

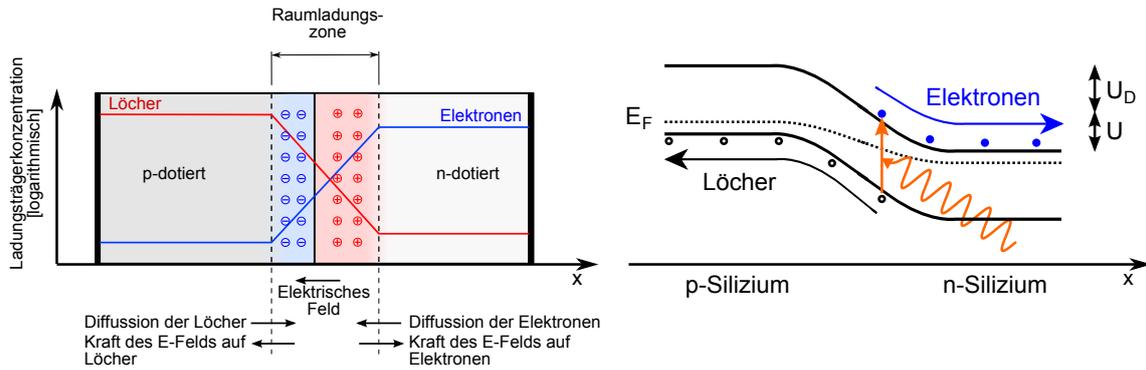


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des P-N-Übergangs - Im Gleichgewichtszustand gleichen Ströme durch das E-Feld der Rumpfatome die Diffusionsströme aus (links). Elektron-Loch-Paare die in der Raumladungszone durch Strahlung entstehen werden durch das Feld getrennt (rechts).

am Leitungsband, bei p-Silizium näher am Valenzband, liegen um die Ladungsträgerverteilung zu beschreiben. Auch in einem n-dotierten Halbleiter befinden sich neben den Elektronen, die als „Majoritätsladungsträger“ bezeichnet werden, immer noch Löcher, die dann als „Minoritätsladungsträger“ bezeichnet werden. Das Produkt aus Elektronen und Löcherladungsdichte ist in intrinsischen wie auch dotierten Halbleitern konstant:

$$n_e \cdot n_p = \text{konst.} \quad (4.1)$$

Aus der Bandstruktur des Silizium-Kristalls folgt, dass es sich um einen indirekten Halbleiter handelt. Das heißt zur Anregung eines Elektron-Loch-Paares ist (abhängig von dem Anregungsprozess) eine höhere Energie notwendig als die Bandlücke. Ionisierende Strahlung mit einer Energie im keV-Bereich benötigt im Mittel eine Energie

$$w = 3,6 - 3,7 \text{ eV} \quad (4.2)$$

pro erzeugtem Elektron-Loch-Paar. Der genaue Wert hängt von der Temperatur, Typ und Energie der ionisierenden Strahlung ab und besitzt inhärent eine gewisse Varianz (siehe Abschnitt 4.6.2.1). Elektronen und Löcher relaxieren zu ihrem jeweiligen Energieminimum und regen dabei Phononen an. So erhält man, nachdem ein Teilchen eine Energiemenge E in dem Halbleiter deponiert hat, ein Ladungssignal aus N Elektronen oder Löchern, wobei E und N proportional zueinander sind.

Zusätzlich müssen die Ladungsträgerpaare allerdings getrennt werden, und der kleine Strom, der durch sie verursacht wird, darf nicht durch größere Ströme überdeckt werden. Genau das ist allerdings bei intrinsischen Halbleitern der Fall: Thermisch angeregte Elektron-Loch-Paare und Ladungsträger von Störstellen verursachen dominante Ströme. Um die Signalladungen registrieren zu können, muss der Halbleiter depletiert sein, das heißt die Ladungsträgerkonzentration muss deutlich kleiner sein als die intrinsische Ladungsträgerkonzentration bei Raumtemperatur von $n_i \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Eine mögliche Lösung dieses Problems lässt sich mit dem abrupten p-n-Übergang veranschaulichen. In einer vereinfachten Darstellung wird, um einen p-n-Übergang zu schaffen, n-Silizium und p-Silizium kontaktiert. Aufgrund der großen Dichtegradienten diffundieren die jeweiligen Majoritätsladungsträger in den anderen Bereich, dabei vernichten sich Elektronen und Löcher. Die zurückbleibenden geladenen Rumpfatome der Donatoren und Akzeptoren bauen ein elektrisches Feld auf, welches den Diffusionsprozess bremst. Nach Ablauf dieser Prozesse haben sich die Fermi-Niveaus der beiden Komponenten angeglichen,

der Kontaktbereich ist weitgehend frei von Ladungsträgern und besitzt einen Potentialunterschied quantifiziert über die Diffusionsspannung U_D . Dieser Bereich wird als Depletions- oder Raumladungszone bezeichnet. Wird an den p-n-Übergang eine in Sperrrichtung gepolte Spannung U angelegt (positive Spannung an das n-Silizium, negative Spannung an das p-Silizium), vergrößert sich die Raumladungszone und die Potentialdifferenz erhöht sich auf $U + U_D$. Die Größe der Raumladungszone ist gegeben durch

$$W(U) = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_r \cdot \epsilon_0}{e} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (U_D - U)} \quad (4.3)$$

mit der Akzeptorendichte N_A und der Donatorendichte N_D und kann durch entsprechende Anpassung der Spannung auf einen Großteil des p-n-Übergangs ausgeweitet werden. Ein so depletierter p-n-Übergang mit einer Raumladungszone der Dicke W und einer Fläche A verhält sich in einer elektrischen Schaltung wie ein Kondensator der Kapazität

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{W} \quad (4.4)$$

wobei die relative Permittivität von Silizium ($\epsilon_r = 11,8$) berücksichtigt werden muss. Damit sind alle nötigen Voraussetzungen für einen Detektor geschaffen: Strahlung, die ihre Energie in der Raumladungszone deponiert, erzeugt eine zu ihrer kinetischen Energie proportionale Anzahl Elektron-Loch-Paare, diese werden durch das elektrische Feld getrennt und an die elektrischen Anschlüsse des Halbleiters geführt. Durch die Depletion des Halbleiters sind Ströme in Sperrrichtung ausreichend klein um die Signalladungen messen zu können. Diese Sperrströme werden verursacht durch thermisch angeregte Elektron-Loch-Paare in der Raumladungszone, sowie Minoritätsladungsträger, die zufällig in die Raumladungszone eindringen.

4.2 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Von den verschiedenen Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Materie sind für die Messungen im Rahmen dieser Arbeit und als Monitordetektor für das KATRIN Experiment allerdings ausschließlich weiche Röntgenphotonen (< 100 keV) und niederenergetische Elektronen (< 20 keV) von Interesse. Die in Materie eindringenden Röntgenphotonen bzw. Elektronen werden im Weiteren auch verallgemeinert als „Primärteilchen“ bezeichnet. Diese Primärteilchen erzeugen in Materie weitere sogenannte Sekundärteilchen. Der Schauerprozess endet erst, wenn die Teilchen unterhalb der Anregungsenergien für weitere Teilchen oder Quasiteilchen liegen. Die Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Prozesse sind außer vom Primärteilchen auch von der Materie abhängig mit der sie wechselwirken (das „Target“). Die im Abschnitt 4.1 beschriebenen Elektron-Loch-Paare sind neben Phononen die Quasiteilchen mit der niedrigsten Energie, die durch ionisierende Strahlung in Silizium angeregt werden können.

4.2.1 Röntgenstrahlung

Photonen in dem genannten Energiebereich wechselwirken ionisierend mit den Elektronen der Siliziumatome über den Photoeffekt oder den Comptoneffekt. Für die Paarerzeugung benötigt das Photon eine größere Energie, als die doppelte Ruheenergie eines Elektrons $E_\gamma > 1.022$ MeV. Welcher der Effekte dominiert hängt neben der Energie der Photonen auch von der Kernladungszahl des Targets ab.

Photoeffekt Beim Photoeffekt wird die gesamte Energie des Photons E_γ auf ein Hüllenelektron übertragen. Das Photon ist damit nicht weiter existent und sein Rückstoßimpuls wird vom Atomkern aufgenommen. Für diesen Prozess muss das Photon

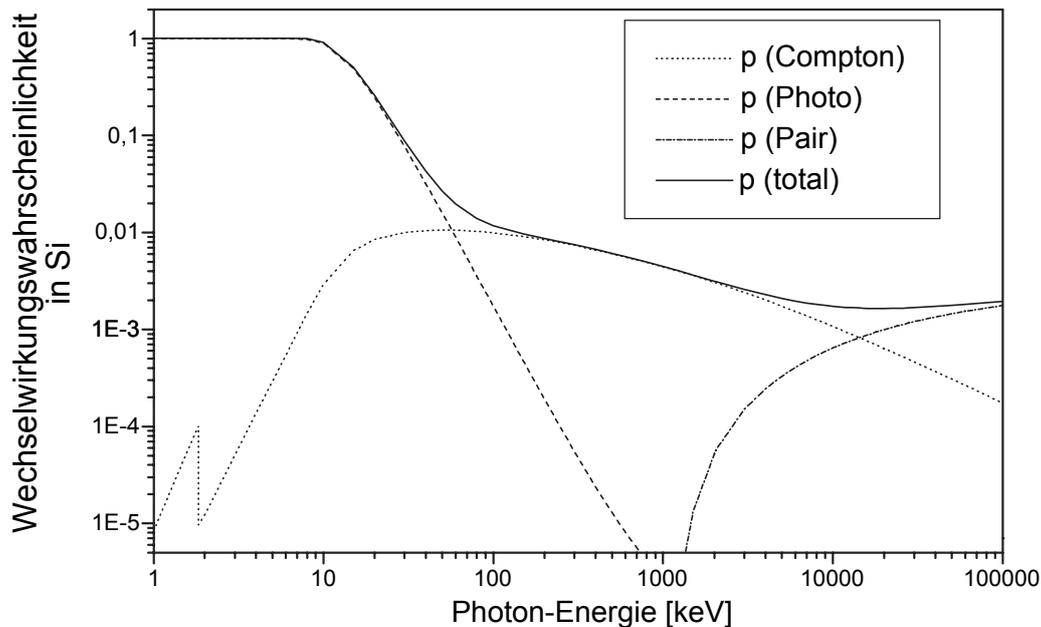


Abbildung 4.2: Photonen-Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten für verschiedene Prozesse in Abhängigkeit von der Photonenenergie beim Durchqueren von $300 \mu\text{m}$ Silizium (aus [Ulr03])

eine höhere Energie als die Ionisationsenergie E_I des anzuregenden Elektrons besitzen - wenn die beiden Energien etwa gleich groß sind ergibt sich ein resonanter Effekt auf die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit. Abgesehen von diesem Effekt steigt der Wirkungsquerschnitt proportional Z^2 an.

Nach der Wechselwirkung befindet sich im Silizium ein Elektron mit der Energie $E_\gamma - E_I$ dessen weitere Wechselwirkungen in Abschnitt 4.2.2 beschrieben werden. Außerdem kann die Fehlstelle in der Schale des Atoms durch ein anderes Elektron besetzt werden. Dabei wird ein Photon oder, über den Auger-Effekt, ein Elektron emittiert.

Comptoneffekt Beim Comptoneffekt handelt es sich um eine inelastische Streuung zwischen dem Photon und einem schwach gebundenen Elektron. Der Energieübertrag ist abhängig vom Streuwinkel und die resultierende Energieverteilung von Elektron und Photon daher kontinuierlich. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Effekt nimmt mit steigender Energie zu und dominiert in Silizium ab etwa $E_\gamma > 50 \text{ keV}$. Der Wirkungsquerschnitt steigt proportional zu Z und damit weniger stark als der Photoeffekt an.

Röntgenstrahlung besitzt im Vergleich zu Elektronen gleicher Energie ein grundsätzlich höheres Durchdringungsvermögen. Selbst weiche Röntgenstrahlung besitzt eine nicht verschwindende Wahrscheinlichkeit, einen Siliziumdetektor zu durchdringen, ohne zu wechselwirken. Bei $300 \mu\text{m}$ dickem Silizium beträgt die Durchdringungswahrscheinlichkeit von 30 keV Photonen über 90% (vergleiche Abbildung 4.2).

Es ist möglich, dass Photonen im insensitiven Randbereich eines Detektors wechselwirken. In diesem Fall werden Photonen überhaupt nicht oder nicht mit der vollständigen Energie registriert. Um nicht die Randbereiche der Detektorfläche zu treffen, kann man die Ausdehnung der Strahlungsquelle mit einem Kollimator begrenzen.

4.2.2 Elektronen

Elektronen produzieren in Silizium Sekundärelektronen über Stoßionisation und Photonen durch Bremsstrahlung. Da Bremsstrahlung erst im MeV-Bereich von bedeutendem Ein-

fluss ist, wird sie im Weiteren vernachlässigt. Wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, werden in den ersten Schritten des Schauerprozesses hochenergetische Elektronen erzeugt, die weitere Ionisationsprozesse durchführen, bis zum Schluss Elektron-Loch-Paare und Phononen das Ergebnis sind. Bei Elektronen ergeben sich im Vergleich zu Photonen einige wichtige Unterschiede:

- Das Primärteilchen bleibt, anders als beim Photoeffekt, erhalten.
- Die mittlere freie Weglänge für inelastische Streuprozesse ist deutlich kleiner. Liegt sie beispielsweise bei 5 keV Photonen bei $\lambda_\gamma \approx 12 \mu\text{m}$ [HS89] ist sie bei 5 keV Elektronen mit $\lambda_e \approx 89 \text{ nm}$ [GKM97] deutlich geringer.
- Der absolute Wirkungsquerschnitt ist deutlich größer.
- Der Wirkungsquerschnitt bei großen Streuwinkeln ist größer.

Deshalb finden mit hoher Wahrscheinlichkeit bereits eine oder mehrere Wechselwirkungen im insensitiven Bereich des Detektors statt. Dieser insensitive Bereich, bezeichnet als Totschicht, hat abhängig vom Herstellungsprozess des Detektors eine Tiefe von $O(10 \text{ nm})$ bis zu mehreren μm . Analog zum Geiger-Müller-Zählrohr wird die Totschicht auch oft als Eintrittsfenster bezeichnet. Folgende Prozesse können verhindern, dass auftreffende Elektronen überhaupt nicht oder nicht mit voller Energie registriert werden:

- Rückstreuung im Bereich der Totschicht
- Inelastische Wechselwirkungen in der Totschicht
- Rückstreuung vom sensitiven Bereich in die Totschicht
- Sekundärelektronen, die in die Totschicht gelangen

Dazu können auch Prozesse höherer Ordnung kommen, wie beispielsweise mehrfache Reflexion im Grenzbereich zwischen Totschicht und sensitiven Volumen.

Möchte man die Energie von Elektronen messen, erzeugen diese Effekte einen unerwünschten Untergrund (siehe 4.6.1). Die notwendigen Wirkungsquerschnitte müssen mit Experimenten und Berechnungen gefunden werden, da die bekannte Bethe-Bloch-Formel zur Berechnung des differentiellen Energieverlustes in Abhängigkeit von der Wegstrecke in diesem niedrigen Energiebereich nicht mehr mit ausreichender Genauigkeit gültig ist. Um dennoch gültige theoretische Aussagen machen zu können, wurden die Simulationen KESS [Ren10] und PENELOPE [SFVS09] eingesetzt, die auch bei niederenergetischen Primärteilchen gute Ergebnisse liefern.

4.3 Signal und Pulsformung

Wie im Abschnitt 4.1 bereits ausgeführt besteht das unverarbeitete Signal eines Siliziumdetektors aus dem Leckstrom und im Falle eines Ereignisses einem überlagerten Ladungspuls an der Anode. Um die Energie des Primärteilchens zu bestimmen, muss man diese Ladungsmenge so genau wie möglich messen. Da der Detektor zugleich eine Kapazität darstellt, entspricht ein Ladungspuls zugleich einem Spannungsimpuls. Bei einer angenommenen Kapazität von 1 pF und 1000 durch ein Ereignis generierten Elektron-Loch-Paaren erhält man einen Spannungspuls von

$$U = \frac{Q}{C} = \frac{1000 * 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}}{10^{-12} \text{ F}} = 0,16 \text{ mV} \quad (4.5)$$

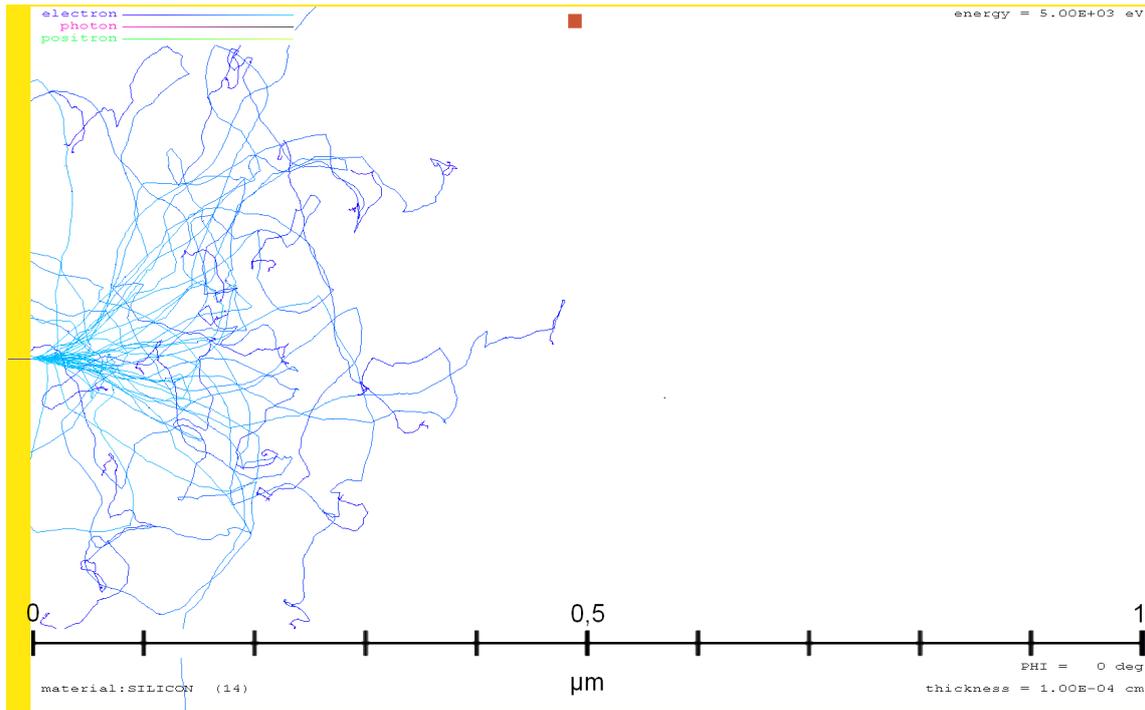


Abbildung 4.3: Elektronenbahnen in Silizium von 40 verschiedenen Elektronen mit einer Energie von 5 keV. Dabei werden etwa 10 Elektronen reflektiert und keines dringt tiefer als 500 nm in das Silizium ein (simuliert mit PENELOPE2008).

Das erfordert Vorverstärker, die den kurzen Spannungspuls im Bereich von $O(10\text{ ns})$ integrieren und als verstärktes und belastbares Spannungssignal ausgeben. Die Funktionsweise des Vorverstärkers ist mitentscheidend für den zeitlichen Verlauf des Signals. Im nächsten Abschnitt werden einige Grundlagen zu den verwendeten Verstärkern dargestellt, die auch für die Simulation und das Rauschverhalten wichtig sind. Anschließend wird im Abschnitt Datenerfassung erklärt, wie mittels digitaler Signalverarbeitung (Digital Signal Processing, DSP) in dem Verstärkersignal Ereignisse detektiert werden.

4.3.1 Verstärker

Im Rahmen dieser Arbeit kamen zwei unterschiedliche Detektoren mit eigenen Verstärkersystemen zum Einsatz. Beide Vorverstärker haben allerdings gemeinsam, dass sie ladungsempfindlich sind. Um auf Ladungen empfindlich zu sein, muss das Verstärkersystem

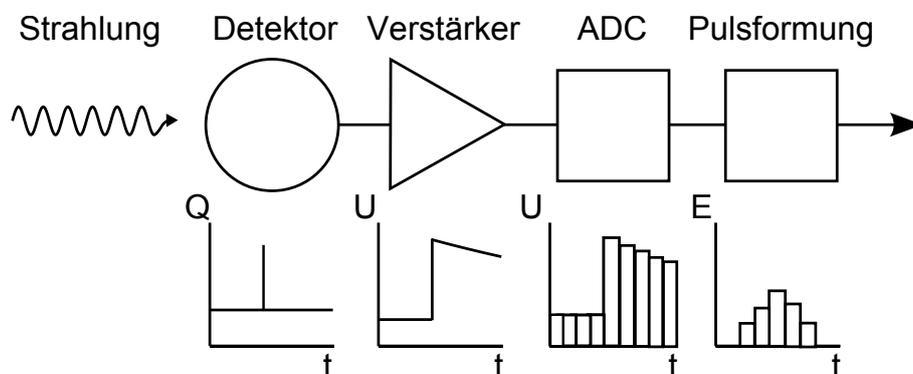


Abbildung 4.4: Schema von Signal und Pulsformung - Der Ladungspuls des Detektors wird integriert, verstärkt und in ein Spannungssignal umgewandelt. Anschließend erfolgt eine Digitalisierung und eine digitale Pulsformung.

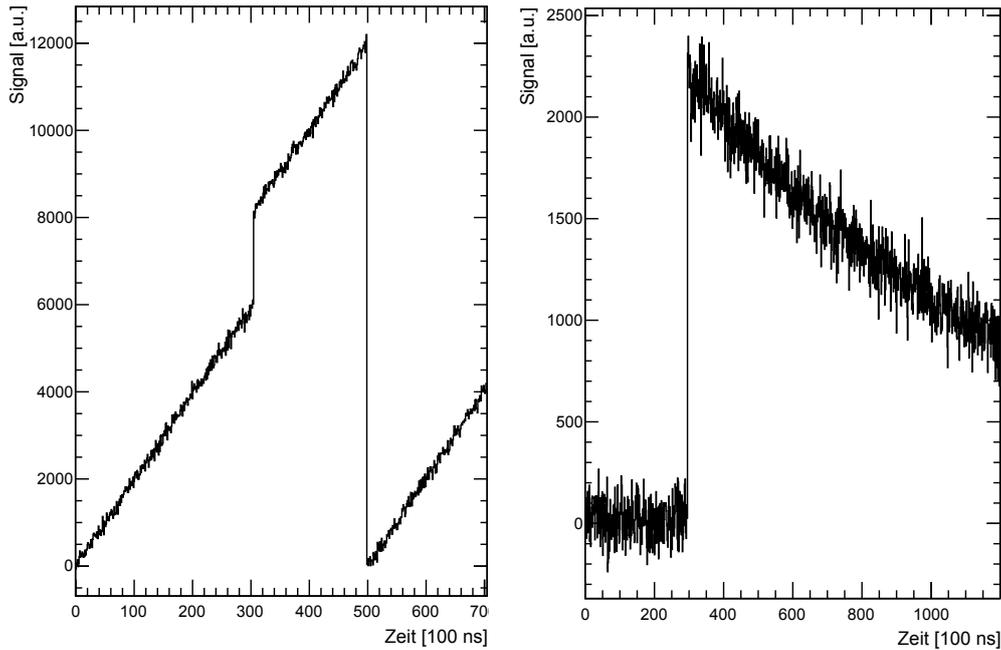


Abbildung 4.5: Vergleich verschiedener Verstärkersignale - Links: Beim Pulse-Reset-Verstärker führen Ereignisse und Leckströme zum Ansteigen des Signals bis zur Rücksetzung ($t=500$). Rechts: Beim Static-Clear-Verstärker fällt das Signal nach einem Ereignis wieder ab.

integrierend arbeiten, das heißt die Ladungen eines δ -förmigen Ladungspulses werden gespeichert und damit ergibt sich ein stufenförmiges Ausgangssignal.

Eine beliebige Ansammlung von Ladungen ist allerdings nicht möglich, da Operationsverstärker in ihrer Ausgangsspannung limitiert sind. Auch Datenerfassungssysteme erlauben nur eine begrenzte Eingangsspannung. Es gibt zwei verschiedene Möglichkeiten, die Ladungsmenge beziehungsweise Spannungshöhe zu begrenzen:

- **Pulse Reset** - Mit dem Eintreten einer bestimmten Bedingung (z.B. Zeit abgelaufen, Ausgangsspannung überschreitet einen Schwellwert) wird das Verstärkersystem zurückgesetzt. Alle Ladungen werden entfernt und die Signalspannung wird auf null zurückgesetzt. Leckströme sorgen für einen konstanten Anstieg der Ausgangsspannung. Dieser Verstärkertyp kommt beim Silizium-Driftdetektor (Abschnitt 4.4) zum Einsatz.
- **Static Clear** - In diesem Modus werden ständig Ladungen entfernt. Das bedeutet, dass unmittelbar nach einem Ereignis das Signal wieder exponentiell abfällt. Im Falle eines exponentiellen Abfalls steigt der absolute Abfall pro Zeiteinheit linear mit der aktuellen Signalthöhe \hat{U} an

$$U(t) = \hat{U}e^{-t/\tau} \quad \Delta U = U(t_2) - U(t_1) \sim \hat{U} \quad (4.6)$$

dabei wird τ als „Feedback-Zeit“ bezeichnet. Dadurch ergibt sich bei einer bestimmten Spannung, die umso größer ist, je mehr Energie pro Zeiteinheit im Detektor deponiert wird, ein Gleichgewichtszustand. Auch durch Leckströme verursachte Ladungen erreichen einen Gleichgewichtszustand zwischen Zu- und Abfluss, was sich in einem konstanten Offset des Signals widerspiegelt.

Falls vor der Signalauswertung Hochpassfilter eingebaut sind, haben diese ebenfalls Einfluss auf den Signalverlauf. Oft in Form eines CR-Glieds verbaut sollen diese Filter Kon-

stantspannung abblocken und damit die Übersteuerung der Verstärkerschaltung verhindern. Schnelle Signaländerungen wie beispielsweise ein Signalsprung aufgrund eines Ereignisses enthalten viele hochfrequente Komponenten und passieren den Hochpass, der deshalb auch als „AC-Kopplung“ bezeichnet wird. Die Signaländerung durch eine AC-Kopplung ähnelt dem „Static Clear“: Eine Stufenfunktion fällt exponentiell mit der durch das CR-Glied gegebene Zeitkonstante $\tau_{AC} = RC$ ab.

4.3.2 Datenerfassung

Die Aufgabe der Datenerfassung (Data Acquisition, DAQ) ist es, das analoge Signal aus dem Verstärkerausgang des Detektors zu verarbeiten, Ereignisse zu erkennen („triggern“) und deren Energie zu quantifizieren. Das DAQ System produziert digitale Daten, die mit entsprechender Software weiterverarbeitet und analysiert werden können. Um Ereignisse im Signal zu erkennen, wird dieses meist differenziert, dadurch wird aus dem Signalsprung ein relativ scharfer Peak, welcher sich leicht analysieren lässt.

Aufgrund seines oft kistenähnlichen Aussehens wird ein solches DAQ System als „Crate“ bezeichnet. Diese Crates besitzen üblicherweise mehrere Anschlüsse für Detektorsignale („Kanäle“), eine Verstärkung, Pulsformung („Shaping“) zur Erkennung von Ereignissen und eine Digitalisierung durch Analog-to-digital converter (ADC). Eine Schnittstelle (z.B. USB, Firewire) erlaubt die Verbindung mit einem PC.

In dieser Arbeit wird ein vom Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik (IPE) entwickeltes Crate zur Datenerfassung eingesetzt. Das Crate unterstützt bis zu 480 Eingangskanäle verteilt auf 20 First-Level-Trigger Boards, in diesem Fall wird aber nur einer dieser Kanäle verwendet. Diese First-Level-Trigger Boards werden von einem Second-Level-Trigger Board kontrolliert um korrelierte Ereignisse detektieren zu können. Das Second-Level-Trigger Board wird in diesem Setup verwendet, um im Falle eines Pulse-Reset Verstärkers während des Reset-Vorgangs die Messung zu deaktivieren.

Das IPE Crate kann Signalspannungen um einen frei einstellbaren Faktor verstärken (maximaler Gain Faktor = 10), danach wird das Signal mit einer Samplingrate von 10 MHz von einem 12 Bit ADC digitalisiert. Das bedeutet, dass im Zeitabstand von 100 ns die aktuell anliegende Spannung gemessen und in einen der 4096 zur Verfügung stehenden ADC-Kanälen eingeordnet wird. Die weitere Pulsformung geschieht mittels FPGAs (Field Programmable Gate Arrays) vollständig digital durch Differenzierung des Signals. Das heißt, das digitale Signal $S(t)$ wird mit einer Filterfunktion

$$F_1(x) = \begin{cases} +1, & x = 0, 1, 2, \dots, \tau - 1 \\ -1, & x = -\tau, \dots, -2, -1 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.7)$$

über x gefaltet. Das bedeutet für alle Zeitpunkte des Signals wird der Wert

$$S'(t) = \sum_{i=0}^{\tau-1} S(t+i) - \sum_{i=-\tau}^{-1} S(t+i) \quad (4.8)$$

errechnet. Der Parameter τ wird als Shapingzeit bezeichnet und kann auf 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64 und 128 Bins eingestellt werden. Um dies in Realzeit umzurechnen muss man berücksichtigen, dass jeder Wert einem 100 ns Zeitintervall entspricht. Die Shapingzeit ist entscheidend, wie sich die Rauschkomponenten auf die Energieauflösung auswirken. Zufälliges Rauschen beispielsweise wird durch die Filterung gemittelt und damit umso kleiner, je größer die Shapingzeit ist.

Ereignisse, die einen Signalsprung verursachen, werden durch die Filterung zu einem dreieckförmigen Peak, dessen Höhe proportional zur Höhe des Signalsprungs ist. Das Maximum

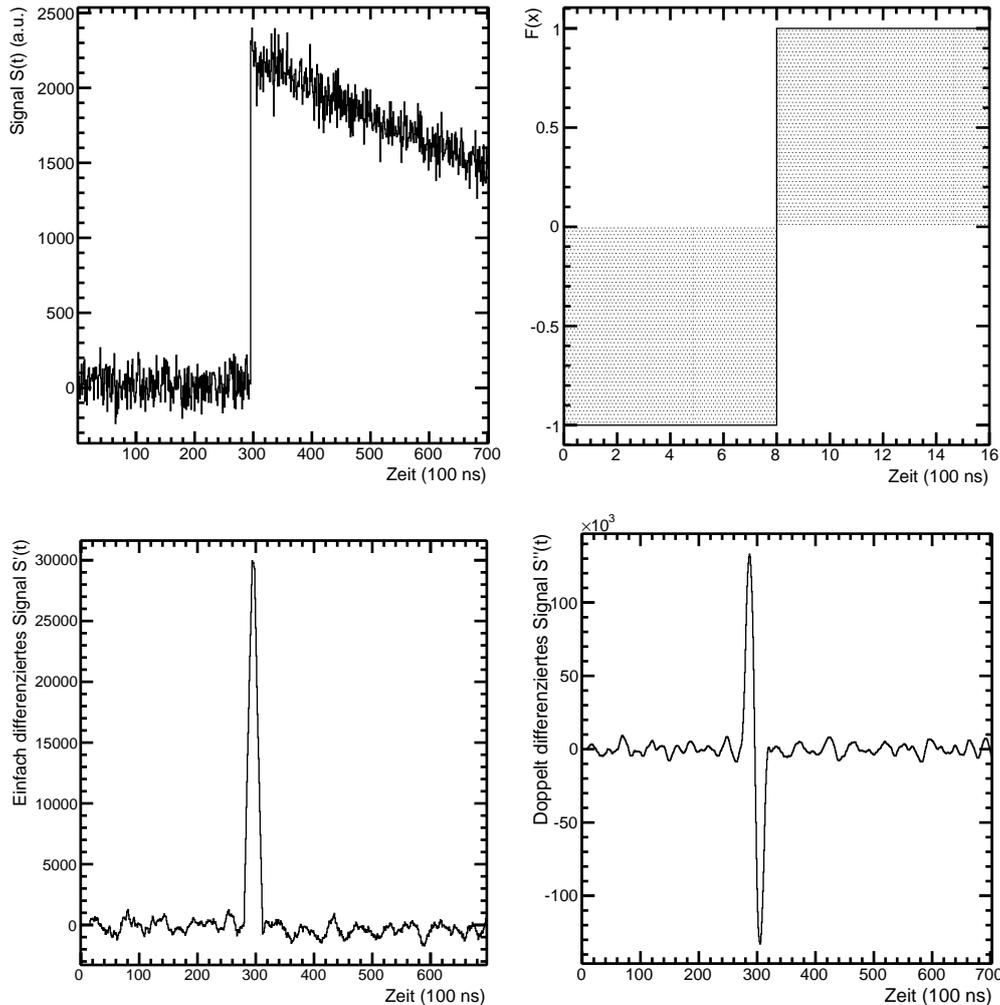


Abbildung 4.6: Digitale Signalverarbeitung mit dem IPE Crate - Kombinierte Darstellung des digitalisierten Signals inklusive Rauschen und Ereignis (oben links), eines differenzierenden Filters mit Shaping-Zeit 8 (oben rechts), das einfach differenzierte Signal mit Peak (unten links) und das doppelt differenzierte Signal mit Nulldurchgang (unten rechts) aus der KDES Simulation

des Peaks wird erreicht, wenn die Filterfunktion symmetrisch zum Signalsprung ist und wird durch nochmaliges Differenzieren des gefilterten Signals mit

$$F_2(x) = \begin{cases} +1, & x = 0, 1, 2, \dots, \tau/2 - 1 \\ -1, & x = -\tau/2, \dots, -2, -1 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.9)$$

gefunden. Sobald der Peak einen frei einstellbaren Schwellwert (Threshold) überschreitet, wird nach einem Nulldurchgang des doppelt differenzierten Signals gesucht. Falls ein Nulldurchgang vorhanden ist, wird das Ereignis getriggert und das Peakmaximum als „Energiewert“ gespeichert. Um die tatsächliche Energie der Ereignisse zu bestimmen muss daher eine Kalibration durchgeführt werden.

Tatsächlich verursachen Ereignisse keine perfekte Stufenfunktion, sondern der Anstieg benötigt eine endliche Zeit. Die Anstiegszeit kann mehrere hundert Nanosekunden betragen und wird primär durch die Geschwindigkeit der verwendeten Verstärker bestimmt. Dies

kann unerwünschte Effekte auf das Energiespektrum haben und lässt sich durch das Einstellen einer Lücke („Gap“) G im ersten Differenzierungsfilter

$$F_1(x) = \begin{cases} +1, & x = G + 1, \dots, \tau - 1 \\ 0, & x = -G, \dots, G \\ -1, & x = -\tau, \dots, -(G + 1) \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.10)$$

beheben. Diese Lücke G kann zwischen 0 und 3 Zeitbins gewählt werden. Neben Verstärkung, Shaping-Zeit und Gap, sowie dem Threshold ist die Wahl des Datenerfassungsmodus eine wichtige Einstellung für das IPE Crate. Dabei stehen folgende Datenerfassungsmodi zur Verfügung [LDH08]

Energy Jedes Ereignis wird mit Zeitstempel und Energie erfasst. Die Energie ist dabei ein unkalibrierter Wert zwischen 1 und 64000, der sich aus dem Peakmaximum des einfach differenzierten Signals berechnet. Der Zeitstempel wird mit der Genauigkeit eines Zeitbins (100 ns) gespeichert. Die maximal erfassbare Ereignisrate liegt bei etwa 5 kHz.

Energy+Trace Zusätzlich zur Energie werden im Falle eines Ereignisses ein Ausschnitt des digitalisierten Signals, vor und nach dem Trigger übertragen. Dadurch wird die zu übertragene Datenmenge beträchtlich erhöht und die maximale Ereignisrate auf wenige 100 Hz gesenkt.

Histogram In diesem Modus wird im Sekundentakt ein skalierbares Energie-Histogramm mit 512 Kanälen übertragen. Das kann zum Verlust von Details oder Vollständigkeit des Spektrums führen, ermöglicht aber die Datenrate erheblich zu senken und Ereignisraten von 100 kHz zu registrieren.

Abhängig von der Firmware sind mit der aktuellen Version des IPE Crates entweder die Modi Energy+Trace und Energy oder Energy+Trace und Histogramm möglich. Mit der Datenerfassungssoftware ORCA lassen sich alle notwendigen Einstellung für das IPE Crate machen und die Messdaten erfassen. Mit dem Programm OrcaRoot lassen sich dann die Messdaten in das ROOT Format [BR96] umwandeln und anschließend analysieren.

4.4 Der Silizium-Driftdetektor

Der erste Teil der Messungen wurde mit einem bereits am Manipulator installierten Silizium-Driftdetektor (SDD) durchgeführt. Silizium-Driftdetektoren zeichnen sich durch ihre gute Energieauflösung bei großer aktiver Fläche aus. Diese beiden Eigenschaften sind bei herkömmlichen Detektoren schwer zu vereinbaren, da sich mit einer größeren aktiven Fläche auch die Kapazität vergrößert, was sich unvorteilhaft auf die Energieauflösung auswirkt (siehe 4.6.2). Dieses Problem löst der Aufbau des Silizium-Driftdetektors, der im Zentrum einen sehr kleinen Ausleseknotten mit integrierter Verstärkung hat, zu welchem die Signalladungsträger aus einem verhältnismäßig großen Volumen depletierten Siliziums driften. Der ganz spezielle Aufbau der Silizium-Driftdetektoren ermöglicht gleichzeitig das sensitive Volumen zu depletieren und das elektrische Feld so zu formen, dass Signalladungsträger an die auszulesende Anode driften.

Der Driftdetektor besteht aus einem 300 μm -dicken zylinderförmigen, schwach n-dotiertem Silizium („n“ Silizium), dessen Frontseite mit sogenannten Driftringen aus stark p-dotiertem Silizium („p“ Silizium) und dem zentral sitzenden Ausleseknotten strukturiert ist. Die

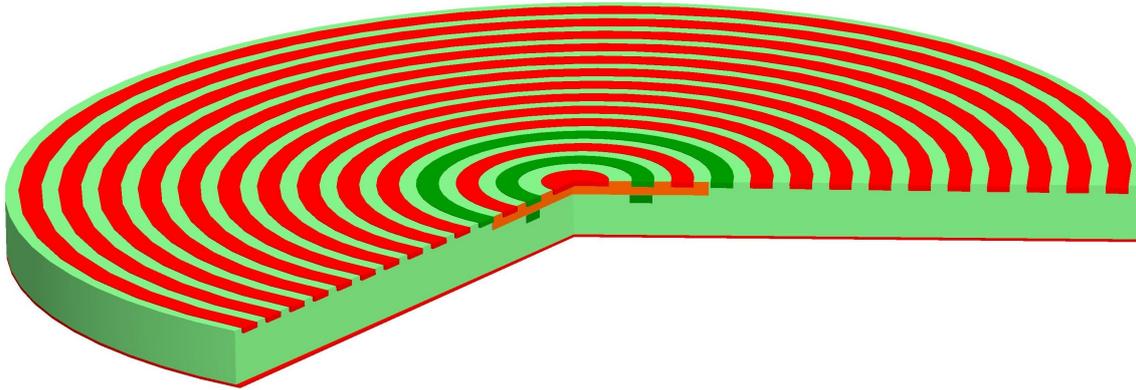


Abbildung 4.7: Aufbau des verwendeten Silizium-Driftdetektors - Der Rückseitenkontakt und die Driftringe aus p^+ Silizium (rot) ermöglichen Depletion und Feldformung des n^- Silizium Substrats. Im Zentrum befindet sich die Auslesestruktur.

Primärteilchen treffen auf die Rückseite, die eine dünne Schicht aus flächig p^+ dotiertem Silizium besitzt. Die Driftringe können mit unterschiedlichen Spannungen versorgt werden um eine geeignete Feldformung zu erreichen. Bei dem verwendeten Driftdetektor befinden sich durch MOSFET realisierte Spannungsteiler auf der Frontseite, um die Anzahl anzulegender Spannungen zu reduzieren. Wie an die Driftringe der Frontseite wird auch an die Rückseite eine negative Spannung angelegt. Wie in Abbildung 4.8 zu sehen ist, wird mit geeignet gewählten Spannungen eine elektrische Feldverteilung erreicht, die überall im Volumen erzeugte Elektronen zur Anode driften lässt.

Um die Leckströme zu verringern und zu verhindern, dass Signalelektronen rekombinieren, muss das gesamte Driftvolumen depletiert sein. Der Effekt der Seitwärtsdepletion ermöglicht dies, ohne dass die gesamte Frontseite des SDDs p^+ dotiert und eine Spannung in Sperrrichtung angelegt ist. Tatsächlich können die Driftringe im Zusammenspiel mit dem Rückseitenkontakt den depletierten Bereich nahezu auf den kompletten Detektor ausweiten. Ein weiterer Vorteil ergibt sich aufgrund der Tatsache, dass die anzulegende Spannung quadratisch zur gewünschten Depletionstiefe ist, dadurch kann das vollständige Depletieren von beiden Seiten eines Siliziumwafers mit deutlich niedrigeren Spannungen erreicht werden als beim Depletieren von einer Seite.

Die Elektronen driften zur Auslesestruktur im Zentrum der SDD. Dort befindet sich an der Frontseite ein Potentialminimum in dem sich die Elektronen sammeln. Dieser ringförmige Bereich ist zugleich Gate für einen implantierten p-Kanal Junction-Feldeffekttransistor (JFET). Ein äußeres Gate muss mit einer Spannung versorgt werden, um den p-Kanal zu depletieren, deshalb wird der Verstärker auch als „Depletierter p-Kanal Feldeffekttransistor“ (DEPFET) bezeichnet. Neben dem inneren und dem äußeren Gate besitzt der JFET einen Source- und einen Drain-Anschluss. An den Drain-Anschluss wird eine Konstantspannung angelegt und die Spannung am Source-Anschluss liefert das verstärkte Signal: So lange am inneren Gate keine Elektronen vorhanden sind, sperrt das externe Gate und am Source-Anschluss liegt keine Spannung an. Durch Elektronen im inneren Gate wird durch Influenz im depletierten Bereich des JFETs ein p-Kanal erzeugt, welcher einen Strom von Drain zu Source transportieren kann. Somit erhält man am Source-Anschluss eine Spannung, die proportional zur Zahl der Elektronen im inneren Gate ist und deshalb eine Aussage über die im Detektor deponierte Energie machen kann. Der Vorteil des integrierten JFET ist, dass er Signalladungen direkt in eine Spannung wandelt und zusätzlich verstärkt, während in sonst üblichen Detektoren dies durch einen vom Detektorchip unabhängigen, externen FET geschehen muss. Es ergeben sich allerdings auch Nachteile durch

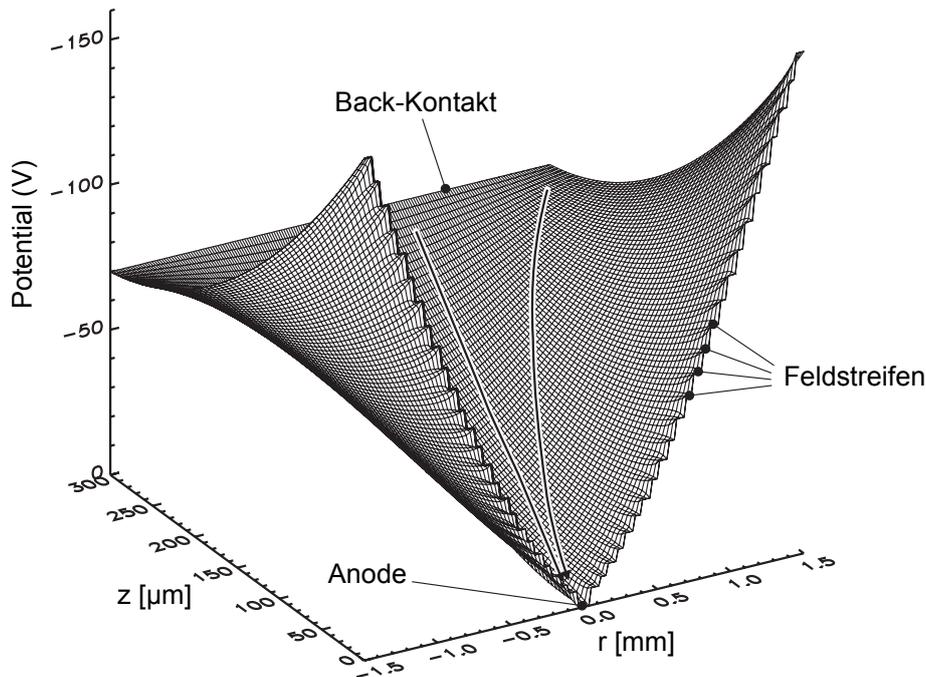


Abbildung 4.8: Elektrisches Feld im Silizium-Driftdetektor - Durch das Anlegen von abgestuften Spannungen an die Driftringe und den Back-Kontakt wird ein Driftfeld erzeugt, das alle Elektronen zum Potentialminimum an der Anode führt (aus [Egg02]).

diese neue Technologie: Detektoren dieser Bauart funktionieren oft bei Temperaturen $T < 20^\circ\text{C}$ nicht mehr [Pet09]. Außerdem gerät der JFET bei unserem Modell nach dem Einschalten durch konkurrierende Transistorströme [Wüs09] in den falschen Arbeitspunkt, in welchem keine Messung möglich ist. Nur ein manuelles Zurücksetzen durch Variation der Gate-Spannung zwingt den Transistor in den richtigen Arbeitspunkt.

Das innere Gate kann nicht beliebig viele Elektronen aufnehmen, daher muss man die Elektronen aus dem inneren Gate durch Anlegen einer positiven Spannung an den Clear-Kontakt entfernen. Dieser besitzt dann ein noch positiveres Potential, sodass die Elektronen dorthin driften und aus dem Detektorvolumen entfernt werden können. Eine elektronische Schaltung führt diesen Lösprozess automatisch mit einer Frequenz von 1 kHz aus und sendet dem Datenerfassungssystem ein Signal, dass die Messung während dieser Zeit unterdrückt. Das Ausgangssignal des Detektors wird nochmals mit einem schnellen, rauscharmen Operationsverstärker verstärkt und dann in das DAQ System gespeist. Mit dem ladungssammelnden inneren Gate und den regelmäßigen Lösprozessen gehört das Verstärkersystem in die Kategorie Pulse-Reset Verstärker (siehe Abschnitt 4.3.1). Neben dem Operationsverstärker und dem Clear Pulse Generator finden sich in der Frontend-Elektronik zusätzlich Schaltungen zur Spannungsversorgung und zur Auslese der Temperatursensoren. Weitere Details zu Aufbau und Schaltungen dieses Detektorsystems finden sich in [Sch08].

4.5 Der PIN-Dioden Detektorchip

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neues Detektorsystem entworfen, umgesetzt und am Manipulator installiert. Anschließend sind, soweit möglich, dieselben Messungen wie mit dem SDD durchgeführt worden, ergänzt um einige Messung, um das neue System zu charakterisieren. Das Ziel war, ein alternatives Detektordesign für den späteren Einsatz beim KATRIN Experiment zu testen, was aus den folgenden Gründen erforderlich ist.

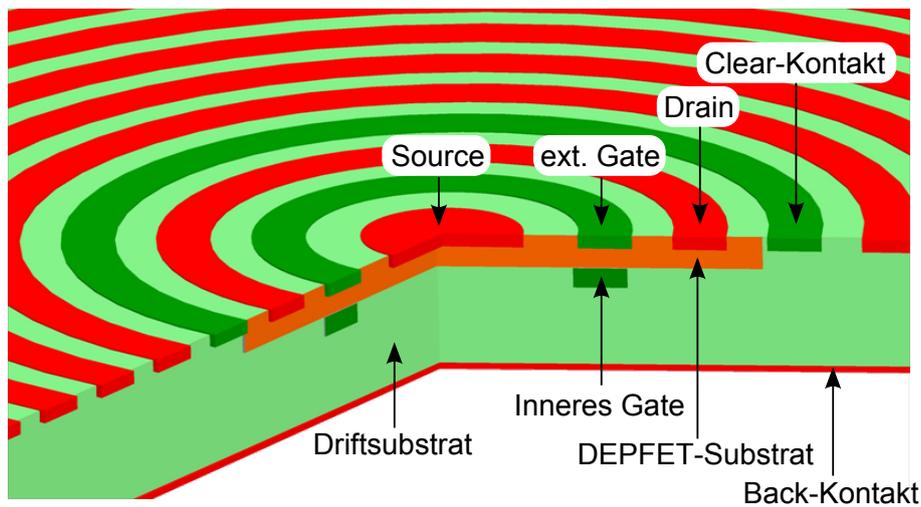


Abbildung 4.9: DEPFET-Ausleseknotten des Driftdetektors - Vereinfachte, nicht maßstäbliche Darstellung des integrierten FETs mit Source, Drain, internem und externem Gate.

- Ereignisrate** An der Detektorposition wird ein Fluss von Primärteilchen von mehr als 10^6 $1/(\text{mm}^2 \cdot \text{s})$ erwartet. Eine Rate von mehr als 10^5 Ereignissen pro Sekunde führt allerdings zu einem starken Untergrund durch die Pulsformung (siehe Abschnitt 4.6.1). Das bedeutet, die aktive Fläche des Detektors darf höchstens etwa $0,1 \text{ mm}^2$ groß sein. Dies widerspricht genau der Zielsetzung eines SDD, der eine große Fläche besitzt und für solche Teilchenstromdichten ungeeignet ist. Außerdem besitzen auch klassische PIN Dioden in dieser Größe eine sehr kleine Kapazität und daher relativ gute Energieauflösung.
- Geometrie** Neben des Maximums für die aktive Fläche gibt es eine weitere Größenbeschränkung: Um auf keinen Fall Elektronen des inneren Flussschlauchs zu stören darf der Detektor nicht mehr als 6 mm radial in den Flussschlauch hineinragen. Aufgrund ihrer Komplexität und ihrer zahlreichen Anschlusspins fallen die Abmessungen von SDDs üblicherweise größer aus.
- Zuverlässigkeit** Ein Messinstrument, das zum Monitoring dient sollte zuverlässig und stabil arbeiten. Die Funktionsstörungen des integrierten FET auf dem Silizium-Driftdetektor nach dem Einschalten oder bei zu niedrigen Temperaturen sind Folgen der Komplexität dieser Technologie bei diesem Exemplar [Wüs09]. Bei den Messungen sind zudem weitere Probleme entdeckt worden (siehe Abschnitt 5.2.2.4). Auch wenn der Detektor auf einem alten Design basiert und die Exemplarstreuungen heutzutage geringer sind, empfiehlt sich für KATRIN wohl ein robusteres System.
- Austauschbarkeit** Im Falle eines Defekts an Detektor oder Verstärker, beispielsweise durch Strahlungsschäden, zu hohe oder zu niedrige Temperaturen sollte das Detektormodul ohne großen Zeit- oder Kostenaufwand ersetzt werden können. Silizium-Driftdetektoren werden in niedrigen Stückzahlen mit hohem Produktionsaufwand pro Stück hergestellt und sollten daher nicht oft ausgetauscht werden.

Grundlage für das neue Detektorsystem ist der MSD0013, ein PIN Detektorchip des Siliziumdetektor-Herstellers Micron Semiconductors. Eine PIN-Diode basiert auf dem Prinzip des p-n-Übergangs (4.1), besteht aber aus hochdotierten p^+ Silizium an der Front und n^+ Silizium an der Rückseite. Das Volumen dazwischen dagegen besteht aus niedrig dotiertem oder gar intrinsischem Silizium, im Falle des MSD0013 handelt es sich um n^- Silizium. Das bringt einige Vorteile: Beschränkt man den Dotierungsbereich auf dünne Schichten an

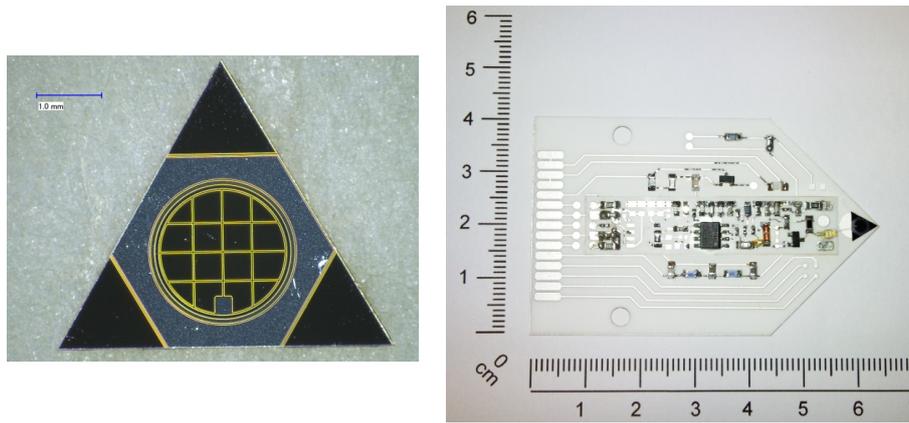


Abbildung 4.10: PIN Dioden Detektorchip - Eine Mikroskop-Aufnahme des Detektorchips (links) und der Detektor inklusive Vorverstärkerelektronik (rechts)

Größe	Herstellerangabe	Gemessen
Leckstrom	$< 1 \text{ nA @ } 35 \text{ V}$	$\approx 0,4 \text{ nA @ } 35 \text{ V}$
Detektordicke	$140 \mu\text{m}$	$140 \pm 5 \mu\text{m}$
Depletionsspannung	$20\text{-}30 \text{ V}$	-
Kapazität	-	5 pF
Anodenfläche	$1,3 \text{ mm}^2$	$4,7 \text{ mm}^2$
Kapazität (berechnet)	$1,0 \text{ pF}$	$3,4 \text{ pF}$

Tabelle 4.1: Eigenschaften des MSD0013

Front- und Rückseite des Detektors, reduziert sich die Zahl an Störstellen im sensitiven Volumen, an welchen Signalladungsträger rekombinieren können, und ermöglicht dünnere Totschichten.

Vor der Entscheidung für diesen Detektor wurden Angebote bei mehreren Herstellern (CANBERRA, Sintef und Micron) eingeholt. Ein maßgefertigter Detektor wäre in dem gegebenen zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht möglich gewesen. Der MSD0013 war der einzige ab Lager verfügbare Detektorchip, der die Anforderungen der dünnen Totschicht und der kleinen Anodenfläche in akzeptablen Maß erfüllte. Insgesamt wurden 38 Detektorchips geliefert, davon besitzen laut Hersteller 16 eine Totschicht von etwa 100 nm. Die übrigen Detektorchips besitzen eine dickeren Totschicht von 300 nm (17 Stück), beziehungsweise 500 nm (4 Stück) und sind daher eher beschränkt zur Messung niederenergetischer Elektronen geeignet. Für die Messungen wurde daher ausschließlich der Detektor mit der dünnsten Totschicht eingesetzt. Weitere Eigenschaften des Detektors wurden vom Hersteller angegeben und falls möglich nachgemessen und sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Dabei wurde festgestellt, dass die aktive Anodenfläche größer ist als angegeben. Dadurch erhöht sich auch die Kapazität des depletierten Detektors, welche einmal durch direkte Messung und über die Formel für den Plattenkondensator bestimmt wurde.

Der Vorverstärker wurde in Zusammenarbeit mit dem IPE entworfen und gefertigt. Es handelt sich um einen Static-Clear Vorverstärker, der in der Lage ist, das Detektorsignal über mehr als einen Meter Kabel und eine Durchführung aus dem Vakuum zu transportieren. Der verwendete FET IF1320 wurde wegen seiner niedrigen Eingangskapazität von 20 pF und relativ geringem Rauschen von $2,5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ ausgewählt. Der FET ist als Source-Folger geschaltet, das bedeutet am Gate liegt das Detektorsignal und am Drain eine Konstantspannung. Dadurch lässt sich am Source-Anschluss das Detektorsignal verstärkt und niederohmig abgreifen und in einer integrierenden Operationsverstärkerschaltung weiterverarbeiten. Der Operationsverstärker besitzt eine Gegenkopplung (Feedback)

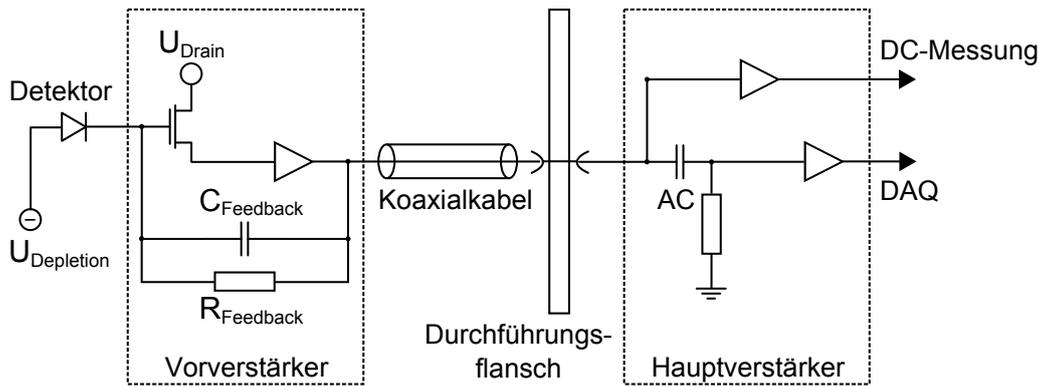


Abbildung 4.11: Prinzip der elektrischen Schaltung - Das Detektorsignal führt in den ladungsempfindlichen Vorverstärker, dessen Spannungssignal wird aus dem Vakuum geführt. Am Hauptverstärker wird der DC-Anteil durch eine AC-Kopplung abgetrennt und die Signale nochmals verstärkt.

bestehend aus einer Parallelschaltung aus einer Kapazität mit ≈ 1 pF und einem Widerstand mit 1 G Ω . Die Kapazität verursacht das integrierende Verhalten, wodurch aus einem Signalpuls eine Stufenfunktion wird. Über den Widerstand kann die Spannung wieder exponentiell abfallen. Damit entspricht die Vorverstärkerschaltung exakt dem beschriebenen Static-Clear Verstärker (4.3.1) mit einer Feedback-Zeit von

$$\tau = R \cdot C = 1 \text{ G}\Omega \cdot 1 \text{ pF} = 1 \text{ ms} \quad (4.11)$$

Für den Vorverstärker wurde auf eine Aluminiumoxid (Al_2O_3) Platine zurückgegriffen, die mit einem nichtleitenden 2-Komponenten-Kleber auf eine Al_2O_3 Grundkeramik geklebt wurde. Beide Platinen sind mit SMD Bauteilen bestückt und die Leiterbahnen bestehen aus Silber-Palladium. Auf der Grundkeramik befinden sich des Weiteren der Detektorchip, ein Pt1000 Temperatursensor, Anschlussmöglichkeiten für einen Hall-Sensor und Kontakte für die elektrischen Zuleitungen. Ein leitfähiger 2-Komponenten-Kleber befestigt den Detektorchip auf der Grundplatine und kontaktiert die Depletionsspannung. Das Detektorsignal von der Anode wird über einen $25 \mu\text{m}$ Bonddraht zum Vorverstärker transportiert. Alle Versorgungsspannung wurden mit Tiefpass-Filtern stabilisiert. Die Kabelverbindungen zum Durchgangsflansch wurden auf die Grundplatine gelötet, wobei das Signalkabel als Koaxialkabel ausgeführt wurde. Für eine einfachere Austauschbarkeit des Detektorsystems wurde ein Stecker entworfen, der in der nächsten Detektorversion installiert werden kann. Ein Hall-Sensor wird auch erst auf kommenden Versionen hinzugefügt werden, um Strahlung und Magnetfelder, beispielsweise in der DPS2-F [Sch10], vermessen zu können. Ein Detektorhalter aus Kupfer wurde gefertigt und am Manipulator angebracht, um das neue Detektorsystem installieren zu können. Die Grundkeramik wurde dabei mit Kunststoffschrauben an der Halterung befestigt.

Außerhalb des Vakuums ist direkt am Signaldurchführungs-Flansch eine weitere Platine angeschlossen. Diese Platine, die im Weiteren auch als „Hauptverstärker“ bezeichnet wird, verstärkt das Signal nochmals um den Faktor 100. Dazu trennt ein Hochpassfilter mit der Grenzfrequenz von $f = 1$ kHz vorhandene Konstantspannungen ab. Ereignisse im Detektor entsprechen hochfrequenten Komponenten im Signal und können die AC-Kopplung ungehindert passieren. Zusätzlich lässt sich auch der Gleichspannungsanteil (DC-Anteil) des Signals messen. Dieser DC-Anteil ermöglicht nach Abschnitt 4.3.1 eine Aussage über die deponierte Energie pro Zeiteinheit im Detektorvolumen, beziehungsweise bei bekannter Primärteilchenenergie unmittelbar die Rate einfallender Teilchen. Dieser alternative Ansatz zur Bestimmung der Quellaktivität wird in den Messungen ebenfalls untersucht.

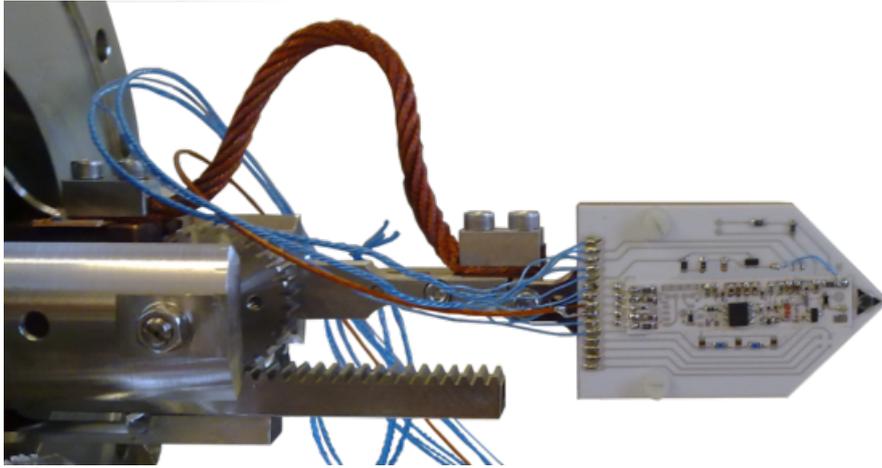


Abbildung 4.12: Neuer Detektor am Manipulator installiert - Die Grundkeramik ist an einen Kupferhalter geschraubt und die Versorgungskabel mit Kaptonumhüllung festgelötet. Der neue Abstand von Rotationsachse des Zahnrads zum Detektorzentrum beträgt 13,4 mm.

4.6 Qualität eines Detektors

Es gibt verschiedene Merkmale um die Qualität eines Detektors zu bewerten. Diese Bewertung ist stark abhängig von den Einsatzbedingungen, welche festlegen was ein Detektor leisten soll. Besonders deutlich werden die Qualitätsmerkmale, wenn man die Abweichungen zu einem theoretischen perfekten Detektor betrachtet. Ein perfekter energieauflösender Teilchendetektor registriert sämtliche auf ihn auftreffende Teilchen einzeln, in einem exakt linearen Zusammenhang zur kinetischen Energie der einfallenden Teilchen. Das heißt unter anderem, dass mehrere Teilchen mit der gleichen kinetischen Energie identisch registriert werden und in einem Energiespektrum einen unendlich scharfen Peak bilden.

Reale Detektoren haben ein begrenztes sensitives Volumen. Daher kann es passieren, dass einfallende Teilchen ihre Energie nur teilweise innerhalb des sensitiven Volumens deponieren. Des Weiteren können mehrere schnell nacheinander einfallende Teilchen als lediglich ein Ereignis mit größerer Energie erkannt werden. Es können auch Ereignisse erkannt werden, die nicht von den zu detektierenden Teilchen verursacht werden. All diese Effekte erzeugen Untergrund außerhalb des gewünschten Signal-Peaks. Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis (Signal to Background ratio, S/B ratio) beschreibt dies quantitativ und wird als Qualitätsmerkmal für die verwendeten beiden Detektoren untersucht.

Eine zweite bedeutende Qualitätseigenschaft ist die Energieauflösung, welche durch elektronische und physikalische Effekte limitiert ist. Eine endliche Energieauflösung führt dazu, dass Signal-Peaks statt der Form eines unendlich scharfen Peaks typischerweise die Form einer Gauß-Kurve mit einer endlichen Breite haben. Dies wird näher im Abschnitt „Energieauflösung und Rauschen“ (4.6.2) ausgeführt.

4.6.1 Signal-zu-Untergrund Verhältnis

Der Untergrund bei einer Messung lässt sich nur dann bestimmen, wenn die Energieverteilung der Primärteilchen bekannt ist. Im einfachsten Fall ist die Energieverteilung monoenergetisch oder diskret auf wenige, wohlunterscheidbare Energien verteilt. Alle Ereignisse die außerhalb der zu erwartenden, gaußförmigen Signalpeaks liegen sind Untergrundereignisse. Es können auch Untergrundereignisse im Bereich des Signalpeaks liegen, diese sind jedoch schwerer vom Signal zu trennen. Folgende Effekte können Untergrund bewirken:

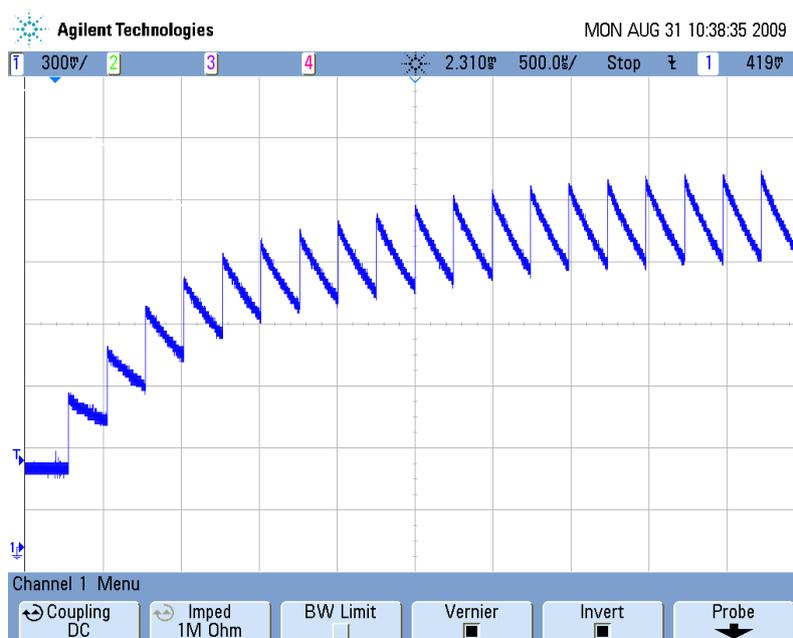


Abbildung 4.13: Single-Shot Oszilloskopbild des Vorverstärkers - Kurz nach dem Einschalten einer gleichmäßig gepulsten Ladungsquelle erreicht der Verstärker einen Gleichgewichtszustand, dessen Offset-Spannung von der Pulshöhe und -frequenz abhängt.

Partielle Ladungssammlung Bei jeder Art von Strahlung kann es passieren, dass die kinetische Energie nur partiell gesammelt wird. Wenn Wechselwirkungen in Randbereichen des sensitiven Volumens stattfinden, können Signalladungsträger über elektrische Anschlüsse abfließen oder in den störstellenreichen Randbereichen rekombinieren.

Im Falle von Röntgenstrahlung sind Ereignisse partieller Ladungssammlung selten. Nur wenn die erzeugten Sekundärteilchen Energie teilweise in der Totschicht deponieren oder den Siliziumdetektor verlassen, kommt es zu diesem Effekt.

Bei Elektronen andererseits tritt der Effekt häufiger auf. Wie im Abschnitt 4.2.2 erklärt haben niederenergetische Elektronen eine sehr kurze mittlere freie Weglänge und wechselwirken oft schon in der Totschicht des Detektors mit den Hüllenelektronen. Das führt zu einer systematischen Verschiebung eines Signalpeaks zu niedrigeren Energien. Elektronen können einen fast beliebigen Bruchteil ihrer Energie im sensitiven Volumen deponieren, abhängig davon wie oft sie in der Totschicht wechselwirken oder ob sie zurückgestreut werden. Das gemessene Energiespektrum und der Anteil partieller Ereignisse hängen wesentlich von der Energie und dem Einfallswinkel der Elektronen ab. Beispielsweise werden Elektronen mit einer Energie von 20 keV, die unter einem Winkel von 45° auf Silizium auftreffen mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 30 % zurückgestreut.

Aufgrund dieser unvermeidbaren Effekte bei der Bestrahlung des Detektors mit Elektronen verwendet man zur Kalibration des DAQ Systems vorzugsweise Röntgenstrahlung.

Externe Teilchen Ionisierende Teilchen, die aus anderen Quellen kommen, können auch detektiert werden. Dazu zählen kosmische Myonen, die erheblich mehr Energie im Detektor deponieren als die niederenergetischen Elektronen und Photonen, und daher leicht als Untergrund abzutrennen sind.

In den Messungen stellte sich darüber hinaus eine detektornaher Iongetterpumpe als Teilchenquelle heraus. Das Pumpprinzip einer Iongetterpumpe besteht darin, mit beschleunigten Elektronen Restgasatome zu ionisieren und diese wiederum

durch elektrische Felder in ein Absorbermaterial zu schießen. Dabei kommt es dazu, dass beschleunigte Elektronen oder Ionen die Pumpe verlassen und auf den Detektor treffen. Falls möglich wurde dieser Untergrundanteil durch Abschalten der Pumpe ausgeschlossen.

Pile-Up Ereignisse, die in einem kürzeren zeitlichen Abstand, als die Shaping-Zeit des DAQ Systems aufeinander folgen, können nicht mehr voneinander getrennt werden. Mehrere Primärteilchen werden dann als Ereignis mit einer Energie registriert, die größer als die deponierten Energien der einzelnen Teilchen, aber maximal die Summe der deponierten Energien ist. Da sich Pile-Up auch unter Beteiligung anderer Effekte (z.B. partieller Ladungssammlung) ergeben kann, ist das Energiespektrum dieses Untergrunds sehr breit. Arbeitet man mit monoenergetischen Primärteilchen und schließt Untergründe durch externe Teilchen aus, lässt sich zumindest definitiv sagen, dass Ereignisse, die bei höheren Energien als der Signal-Peak liegen, durch Pile-Up Effekte verursacht sind. Um Pile-Up effizient zu vermeiden, muss die Shaping-Zeit τ in Abhängigkeit von der Ereignisrate $R = dN/dt$ gewählt werden:

$$\tau \ll \frac{1}{R} \quad (4.12)$$

Dabei gilt es zu beachten, dass die Shaping-Zeit Einfluss auf das Rauschen hat und vorzugsweise in allen Messkonfigurationen mit derselben Shaping-Zeit gemessen werden sollte, um vergleichbare Messergebnisse zu erhalten.

Ereignisse durch Rauschen Selbst das schnell variierende Rauschen kann zur Detektion von Ereignissen führen. Dieser Untergrund-Anteil lässt sich aber durch den Threshold unterdrücken. Die Rate dieses Untergrunds wird für $E \rightarrow 0$ unendlich groß, fällt aber mit steigender Energie schnell ab. Geringeres elektrisches Rauschen bedeutet damit nicht nur verbesserte Energieauflösung, sondern auch, dass der Schwellwert der DAQ gesenkt werden kann und damit Primärteilchen mit niedrigerer Energie detektiert werden können.

Pseudozufälliges Rauschen (siehe 4.6.2.3) kann quantitativ deutlich größer sein als das übliche Signalrauschen und somit trotz geeignetem gewähltem Threshold Untergrundereignisse verursachen.

Allerdings sollte der Forward Beam Monitor Detector nicht nur die Energiespektren messen, sondern insbesondere Veränderungen der Quellaktivität feststellen. In diesem Fall ändert sich die Definition von „Signal“ und „Untergrund“ etwas:

Ereignisse, die aufgrund von externen Teilchen oder Rauschen registriert werden, zählen weiterhin zum Untergrund. Insbesondere wenn ihre Rate zeitabhängig variiert, wird die Genauigkeit der Ratenmessung verschlechtert. Durch Pile-Up-Effekte wird eine zu niedrige Rate registriert und der Zusammenhang zwischen realer und registrierter Rate wird nichtlinear. Pile-Up-Ereignisse sind aufgrund der hohen erwarteten Rate am Forward Beam Monitor Detector eine wichtige Untergrundkomponente. Registrierte Ereignisse mit partieller Ladungssammlung können dagegen zum Signal hinzugezählt werden, da sie die Messgröße „Rate“ nicht verfälschen.

4.6.2 Energieauflösung und Rauschen

Alle Effekte, welche die Energieauflösung eines Detektorsystems limitieren, werden im Folgenden als „Rauschen“ bezeichnet. Die wesentlichen Beiträge zum Rauschen stammen vom Vorverstärker und dem Detektor selbst, wobei die Shaping-Zeit, also ein Parameter der Pulsformung, entscheidend ist wie stark sich die Beiträge auswirken. Der Effekt des Rauschens wird in einem Energiespektrum durch die Verbreiterung monoenergetischer

Linien zu Gaußkurven offensichtlich. Die Energieauflösung lässt sich dann unmittelbar aus der Standardabweichung σ_E oder dem Full-Width-Half-Maximum (FWHM) Δ_E des Gauß-Peaks angeben. Die Standardabweichung und das FWHM sind bei einer Normalverteilung über die Beziehung

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \approx 2,3548 \sigma \quad (4.13)$$

verknüpft. Um auf der theoretischen Seite einen Vergleich zwischen den verschiedenen Rauschquellen und dem Signal zu ermöglichen, müssen die Rauschquellen quantifiziert werden. Der Vorverstärker ist auf Ladungen empfindlich und das Detektorsignal besteht aus Ladungen. Daher bietet es sich bei einem solchen Detektorsystem an das Rauschen in „Rauschladungen“ („Equivalent Noise Charges“, ENC) n_{ENC} anzugeben. Auch wenn es sich bei dieser Größe um eine Anzahl handelt, die keine Dimension besitzt, werden Rauschladungen in der Literatur oft in „Elektronen“ angegeben.

Der ENC-Wert gibt dabei die Standardabweichung σ_N in Ladungsträgern an, um die das Signal variiert. Die Umrechnung von σ_N in die Energieauflösung σ_E geschieht analog zum Signal über die Anregungsenergie des Siliziums.

$$\sigma_E = w \cdot \sigma_N \quad (4.14)$$

Um ein Detektorsystem hinsichtlich seiner Energieauflösung zu analysieren, muss man die wichtigsten Rauschkomponenten betrachten. In der Theorie setzt sich das Rauschen aus dem Fano-Rauschen und dem elektronischen Rauschen zusammen.

$$\sigma_N = \sqrt{\sigma_{N,\text{Fano}}^2 + \sigma_{N,\text{El}}^2} \quad (4.15)$$

Diese beiden Rauschkomponenten werden in den folgenden Abschnitten analysiert.

4.6.2.1 Fano-Rauschen

Das Fano-Rauschen ist eine inhärente Eigenschaft aller Siliziumdetektoren und definiert die beste Energieauflösung, die ein Siliziumdetektor haben kann. Bei Silizium ist, da es sich um einen indirekten Halbleiter handelt, eine größere Ionisationsenergie nötig, als die Bandlücke vorgibt. Mit einer deponierten Energie E_{dep} erzeugt man im Silizium Phononen und im Mittel

$$\langle N \rangle = \frac{E_{\text{dep}}}{w} \quad \text{mit } w = 3,65 \text{ eV} \quad (4.16)$$

Elektron-Loch-Paare. Wie viele Elektronen und Phononen bei einzelnen Ereignissen erzeugt werden, ist ein statistischer Prozess, der von Ereignis zu Ereignis variiert. Um diese Variation zu quantifizieren definiert man den Fano-Faktor

$$F = \frac{\sigma_{N,\text{Fano}}^2}{\langle N \rangle} = \frac{\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2}{\langle N \rangle} = 0,115 \quad (4.17)$$

wobei der angegebene Zahlenwert eine Mittelung mehrerer Publikationen ist [Egg04]. Nach der Bestimmung des Fano-Faktors aus Experiment oder Simulation lässt sich das Fano-Rauschen unmittelbar angeben als

$$\sigma_{N,\text{Fano}}^2 = F \cdot \langle N \rangle = F \cdot \frac{E_{\text{dep}}}{w} \quad (4.18)$$

Die Abhängigkeit des Fano-Rauschens von der Energie des Primärteilchens führt dazu, dass die Energieauflösung eines Detektors ebenfalls von der Primärteilchenenergie abhängig ist

$$\sigma \propto \sqrt{c_1 \cdot E_{\text{dep}} + c_2} \quad (4.19)$$

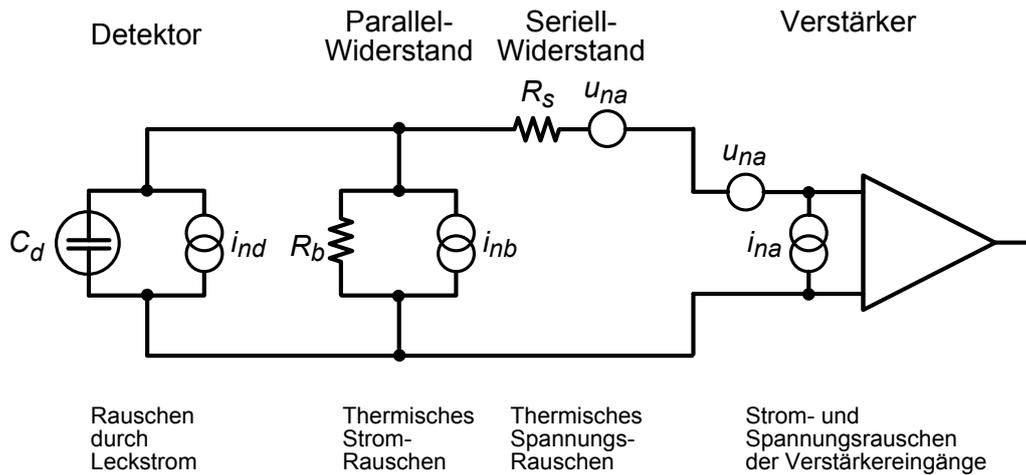


Abbildung 4.14: Ersatzschaltbild der Rauschquellen - Alle genannten seriellen und parallelen Rauschquellen sind in dem vereinfachten Schaltbild eingezeichnet.

4.6.2.2 Elektronisches Rauschen

Das elektronische Rauschen hängt von deutlich mehr Parametern ab als das Fano-Rauschen. Eigenschaften von Detektor und Bauteilen der Vorverstärkerschaltung sind ebenso von Bedeutung wie die Temperatur des Systems und die jeweilige Methode zur Pulsformung. Alle vorgestellten Formeln sind nur für eine einfache, analoge Pulsformung bestehend aus einer Hintereinanderschaltung von Differenzierer und Integrierer („CR-RC Shaper“) gültig. Der verwendete Shaper des IPE Crates besitzt eine etwas andere Pulsformung, dennoch sollten die Abhängigkeiten bestehen bleiben. Die dominanten Rauschquellen eines Detektorsystems sind üblicherweise Leckströme im Detektor, thermisches Rauschen in Widerständen, elektronisches Rauschen in den Eingängen des ersten Verstärkers und niederfrequentes Rauschen.

Eine sinnvolle Einteilung ist die Unterscheidung nach „parallelem“ Rauschen, „seriellem“ Rauschen und niederfrequentem Rauschen. Bei parallelem und seriellem Rauschen handelt es sich um „weißes“ Rauschen, das bedeutet die Leistungsspektren der Rauschquellen sind frequenzunabhängig.

Paralleles Rauschen Das Parallele Rauschen (auch „äquivalentes Stromrauschen“ genannt) zeichnet sich dadurch aus, dass die Rauschquellen parallel zur Signalquelle geschaltet sind und als zusätzliche Stromquelle auf das Signal wirken. Die Energieauflösung wird allerdings nicht durch den Strom selbst, sondern durch die Variation des Stromes beeinflusst. Da der verursachte Strom I der Poisson-Statistik genügt, entsteht während einer Messzeit τ eine Unsicherheit in der Anzahl der Ladungen Q von

$$\sigma_{N,I} = \sqrt{\frac{Q}{e}} = \sqrt{\frac{I\tau}{e}} \quad (4.20)$$

wobei die Messzeit τ der Shaping-Zeit entspricht. Diese Formel lässt sich bei einem Leckstroms I_L des Detektors unmittelbar anwenden, somit ist der Beitrag zum Rauschen

$$\sigma_{N,I_L} = \sqrt{\frac{Q_L}{e}} = \sqrt{\frac{I_L\tau}{e}} \quad (4.21)$$

Das thermische Rauschen in einem parallel geschaltetem Widerstand („Bias Widerstand“) injiziert zwar keine Ströme in die Signalleitung, verursacht aber dennoch Rauschen, da der Ladungsfluss pro Zeiteinheit durch Widerstände variiert. Dies ist

bedingt durch Schwankungen der Ladungsträrgeschwindigkeiten im Widerstand. Der Beitrag des Bias-Widerstands zum Rauschen von

$$\sigma_{N,I_R} = \sqrt{\frac{4k_B T}{R_B}} \tau \quad (4.22)$$

lässt sich aus der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen herleiten [Spi01].

Seriell Rauschen Rauschquellen, die seriell Rauschen oder auch „äquivalentes Spannungsrauschen“ verursachen, sind in Serie zum Signal geschaltet und verhalten sich wie Spannungsquellen. Der Einfluss ist unmittelbar durch zufällige Variationen des Signalverlaufs sichtbar. Mit zunehmender Shaping-Zeit τ nimmt der Einfluss des seriellen Rauschens ab, da die Variationen durch die Mittelung verschwinden. Um diese Rauschspannungen mit den Signalladungen vergleichbar zu machen, betrachtet man die Kapazitätseigenschaften des Detektors, daraus folgt die ENC des seriellen Rauschens sind proportional zu C_D .

Alle seriellen Widerstände, die zwischen Detektor und Verstärkereingang liegen, verursachen seriell Rauschen. Insbesondere der Bonddraht und der Lateral-Widerstand an der Oberfläche des Siliziumdetektors sind die dominanten Beiträge. Analog zum parallelen Rauschen ergibt sich

$$\sigma_{N,U_R} = \sqrt{4k_B T R_S \frac{C_D^2}{\tau}} \quad (4.23)$$

Der Feldeffekttransistor liefert als erster Verstärker an seinem Eingang ebenfalls einen Beitrag zum Rauschen. Ein FET erzeugt aufgrund seiner Funktionsweise Spannungsrauschen, aber kein Stromrauschen. Dessen Beitrag e_N wird üblicherweise vom Hersteller in nV/\sqrt{Hz} spezifiziert. Damit folgt

$$\sigma_{N,U_A} = \sqrt{e_{N,A} \frac{C_D^2}{\tau}} \quad (4.24)$$

Niederfrequentes Rauschen Beim niederfrequenten Rauschen ist die spektrale Leistungsdichte (dP/df) abhängig von der Frequenz:

$$\frac{dP}{df} \propto \frac{A_f}{f^\alpha} \quad (4.25)$$

mit $\alpha \approx 1$, deshalb wird das niederfrequente Rauschen oft auch als „1/f Rauschen“ bezeichnet. Es gibt mehrere Ursachen für niederfrequentes Rauschen, dazu gehören das Driften von Verstärkern und das Trapping bei Transistoren. Beim Trapping werden Ladungsträger im Source-Drain-Kanal eines FETs von Störstellen aufgenommen und beeinflussen den Stromfluss im Kanal, bis sie wieder emittiert werden. Das niederfrequente Rauschen genau zu quantifizieren ist relativ schwierig, auch weil es zu Verwechslungen mit pseudozufälligem Rauschen kommen kann, welches ebenfalls frequenzabhängig ist. Gelingt es, den charakteristischen Wert A_f (angegeben in V^2) zu bestimmen, berechnet sich der Rauschbeitrag zu

$$\sigma_{N,NF} = \sqrt{4A_f C_D^2} \quad (4.26)$$

Aufgrund der Unabhängigkeit der einzelnen Rauschkomponenten ergibt sich das gesamte elektrische Rauschen zu

$$\sigma_{N,EI}^2 = \left(\frac{I_L}{e} + \frac{4k_B T}{R_B} \right) \cdot \tau + (4k_B T R_S + e_{N,A}^2) \cdot \frac{C_D^2}{\tau} + 4A_f C_D^2 \quad (4.27)$$

Zu beachten ist speziell die Abhängigkeit von der Shaping-Zeit, die das Rauschen sowohl für sehr lange wie auch sehr kurze Shaping-Zeiten sehr groß werden lässt. Daraus folgt, dass es eine optimale Shaping-Zeit gibt, bei welcher die Summe von parallelem und seriell Rauschen minimal wird.

4.6.2.3 Pseudo-zufälliges Rauschen

Das pseudo-zufällige Rauschen findet in Betrachtungen zur Detektorauflösung oft wenig Beachtung. In der Praxis ist es allerdings ein weit verbreitetes Problem, welches oft einen größeren Beitrag zum Rauschen liefert, als sämtliche vorher genannten Rauschkomponenten. Bei der Entwicklung und Verbesserung des Detektorsystems, war es eines der wichtigsten Ziele, diese Rauschkomponente so weit wie möglich zu verringern. Die Bezeichnung „pseudo-zufällig“ rührt daher, dass die Effekte zufällig erscheinen, obwohl sie nicht zufällig sind. Entweder es handelt sich um periodische Muster oder um Effekte, die fest mit einem Ereignis in der Umgebung des Detektors verknüpft sind, beispielsweise das An- oder Abschalten eines elektrischen Geräts. Relativ zu den zufälligen Ereignissen durch auftreffende Teilchen sind jedoch auch periodische Muster „zufällig“.

Ein konkretes Beispiel wäre das 50-Hertz-Rauschen, bedingt durch die 50 Hz Frequenz der Netzspannung. Wird eine solche regelmäßige, sinusoidale Funktion dem Detektorsignal überlagert, können sich Ereignisse teils auf der ansteigenden und teils auf der abfallenden Flanke befinden. Unter Berücksichtigung der Funktionsweise des differenzierenden Filters (4.3.2) wird dadurch in einen Fall eine zu hohe und im anderen Fall eine zu niedrige Energie registriert. Es wurden mehrere Störquellen gefunden, die pseudo-zufälliges Rauschen erzeugt haben:

Netzteile Jedes Netzteil, das eine Spannung für das Detektorsystem liefert, kann Rauschen verursachen, wenn die Konstantspannung Störungen besitzt. Diese Eigenschaft besitzt jedes reale Netzteil und wird als „Restwelligkeit“ bezeichnet. Dabei kommt es typischerweise mit einer Frequenz von 50 oder 100 Hz zu hochfrequenten Störsignalpaketen. Diese können abhängig vom verwendeten Netzteil sehr ausgeprägt sein. Beobachtet wurden Restwelligkeiten bis zu $\pm 2,5$ V durch ein solches Störsignal, bei einer eingestellten Konstantspannung von 150 V. Fallen solche Störungen und Ereignisse zeitlich zusammen, kann das zu sehr großem Rauschen führen. Darüber hinaus können solche Störsignale auch als Ereignisse getriggert werden und unerwünschten Untergrund erzeugen.

Mit einem Tiefpass können die oft hochfrequenten Signalstörungen recht gut gefiltert werden, daher sind auf den Verstärkerplatinen des PIN-Dioden Detektorsystems diese Filter für alle Versorgungsspannungen integriert. Diese Maßnahme reicht allerdings nicht immer aus: Ein Heinzinger Netzteil des Typs LNG 175-12, welches die erwähnten großen Restwelligkeiten besaß, wurde durch ein Elektro-Automatik Netzteil der Serie PST 6000 ersetzt.

Gemeinsame Strompfade Leitungen, über die empfindliche Signale mit kleinen Strömen und Spannungen fließen, sollten sorgfältig getrennt sein von Leitungswegen, über die große oder störungsreiche Ströme fließen. Sind solche Leitungen an zwei oder mehr Stellen elektrisch verbunden, kann es abhängig von den jeweiligen Leitungswiderständen dazu kommen, dass große störungsreiche Ströme und empfindliche Signalströme durch dieselbe Leitung fließen. Berücksichtigt man die Tatsache, dass durch den Leitungswiderstand auch Potentialdifferenzen entstehen, folgt, dass eine Beeinflussung des Signals durch gemeinsame Strompfade möglich ist. Darüber hinaus können gemeinsame Strompfade als eine Leiterschleife betrachtet werden, die eine bestimmte Fläche umschließt, sodass zeitlich variierende Magnetfelder einen Strom induzieren.

In den meisten Fällen stellt die Erdungsverbindung einen solchen gemeinsamen Strompfad dar. Oft spricht man in diesem Zusammenhang auch von „Erdschleifen“ („ground loops“). Zur Lösung dieser Probleme empfiehlt es sich, die Masseverbindungen möglichst sternförmig anzulegen und die Anzahl an Verbindungen zu Masse und Schutzterde so klein wie möglich zu halten.

Elektrische Geräte Jedes elektrische Gerät in der Umgebung eines empfindlichen Detektorsystems kann einen störenden Einfluss haben. Auch wenn eine Verbindung zum Detektor nicht offensichtlich ist, kann sie durch die gemeinsame Schutzterde oder durch elektromagnetische Strahlung zu Störungen kommen. Daher sind eine effiziente Abschirmung und ein Schutz vor möglichen Störungen über die Netzspannung mittels eines Trenntrafos und eines Netzfilters sehr empfehlenswert.

Vibrationen Mechanische Vibrationen können unter Umständen direkt ins Signal eingekoppelt werden. Dieser Effekt wurde nur mit dem PIN-Dioden Detektorsystem beobachtet. Der Grund dafür liegt vermutlich in der Mikrofonie des Bonddrahtes. Ein Bonddraht stellt gegenüber anderen elektrischen Leitungen eine Kapazität dar. Schwingt der Bonddraht, verändern sich die Abstände zu den anderen Leitungen, was eine Änderung der Kapazität und damit auch mögliche Potentialänderungen oder Ladungsverschiebungen zur Folge hat. Die verursachten Spannungen oder Ladungen sind zwar sehr klein, haben aber dennoch einen großen Einfluss auf das Detektorsignal, weil es an dieser Stelle noch unverstärkt ist. Vibrationen können durch alle physischen Einwirkungen auf den Manipulator verursacht werden. Dazu gehören Pumpenmotoren, die Schrittmotoren der Positionssteuerung und sogar die Strömungen des Stickstoffgases der Kühlung [Ste09b]. Beim Design eines nachfolgenden Detektorsystems sollte deshalb unbedingt auf eine höhere Robustheit gegenüber Vibrationen geachtet werden.

5. Durchgeführte Messungen

Für das Ziel dieser Arbeit, den Monitor-detektor für einen Einsatz im KATRIN Experiment zu untersuchen und zu optimieren, sind Messungen mit den Detektorsystemen entscheidend. Um die beiden Detektortypen experimentell untersuchen zu können, stehen zwei verschiedene Quellen zur Verfügung. Eine Röntgenfluoreszenzquelle im Energiebereich von 8 bis 52 keV und eine Elektronenkanone („E-gun“) für niederenergetische, intensive Elektronenstrahlen. Damit ergeben sich vier Messkonfigurationen, in denen unterschiedliche Eigenschaften der Detektoren untersucht wurden.

5.1 Messkonfigurationen

5.1.1 Vorbereitungen

Vor den Messungen mussten einige Vorbereitungen getroffen werden. Der gesamte Manipulator wurde zerlegt, nach KATRIN-Standards ultraschallgereinigt und wieder zusammengesetzt. Detektor und Elektronik mussten manuell mit Ethanol gereinigt werden. Für die Verwendung an der Elektronenkanone mussten zusätzliche Voraussetzungen erfüllt werden. Elektronenkanonen benötigen Hochvakuum (besser als 10^{-4} mbar), andernfalls ist die Streuwahrscheinlichkeit für die Elektronen an Restgasmolekülen zu groß. Durch die Installation des Manipulators wurde die Gaslast des Systems etwa verdoppelt. Um die kleine Turbomolekularpumpe der Elektronenkanone zu unterstützen, wurde zusätzlich eine bereits verfügbare Starcell 300 Ionengetterpumpe installiert. Diese Pumpe hat eine Leistung von bis zu 300 l/s und arbeitet bei Drücken von $p < 10^{-2}$ mbar.

Die Elektronen der E-Gun werden von einer 80 cm langen Hauptspule adiabatisch geführt, bevor sie auf den Detektor treffen. Allerdings ist in dieser Konfiguration der Detektor ein Stück außerhalb dieser Hauptspule, wo das Magnetfeld deutlich schwächer ist. Analog zur adiabatischen Führung im KATRIN Experiment vergrößert sich mit sinkender magnetischer Flussdichte die Querschnittsfläche des Elektronenstrahls. Aus den Parametern der Hauptspule wurde mit Hilfe des Simulationsprogramms für Spulenfelder „magfield2“ berechnet, dass an der üblichen Messposition in der Hauptspule ein Magnetfeld von $B = 13\text{ mT}$ vorhanden ist. Unter Verwendung von magfield2 wurde ein Spulenpaar entworfen und gebaut, mit dem ein ebenso starkes Magnetfeld in der Detektorebene erzeugt werden kann. Weitere Informationen zu den Eigenschaften der „Manipulatorspulen“ finden sich im Anhang B.

5.1.2 Strahlungsquellen

Lediglich Elektronenstrahlen als Quelle zu verwenden ist nicht ausreichend. Es bedarf einer zweiten, unabhängigen Quelle zur Kalibration. Besonders geeignet sind Röntgenphotonen, die mit einer hohen Wahrscheinlichkeit ihre vollständige Energie im sensitiven Bereich des Detektors deponieren. Die Eigenschaften der Quellen und die experimentellen Konfigurationen werden im Folgenden kurz beschrieben.

5.1.2.1 Die Röntgenquelle

Die Röntgenquelle wurde für Tests und die Kalibration der Detektoren verwendet. Außerdem wurden damit charakteristische Eigenschaften wie die Energieauflösung und das Temperaturverhalten der Detektoren gemessen. Um mit einer kompakten Quelle Röntgenphotonen mit verschiedenen Energien erzeugen zu können, arbeitet die Quelle mit 6 Targetmaterialien die von einem radioaktiven ^{241}Am -Präparat bestrahlt werden. Die Americiumkerne gehen durch α -Zerfälle in ^{237}Np über, wobei die α -Teilchen von der Schirmung des Präparats absorbiert werden. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,65 % befindet sich der Tochterkern in einem angeregten Zustand, wobei es sich mit 85 % Wahrscheinlichkeit um einen Zustand handelt, der 59,5 keV über dem Grundzustand liegt. Die Abregung der Tochterkerne erfolgt unter Emission von Röntgenphotonen. Die Photonen können im Targetmaterial die materialabhängigen K_α und K_β -Röntgenfluoreszenzphotonen erzeugen. Die Fluoreszenzenergien der K_α und K_β -Linien sind im Anhang D aufgelistet. Von der tatsächlichen Strahlungsquelle, den angeregten Neptuniumkernen, erzeugen lediglich die Röntgenphotonen aus der direkten Abregung des wahrscheinlichsten Zustands mit der Energie 59,5 keV einen messbaren Peak im Spektrum.

Zum einfachen Testen der Detektorsysteme wurden diese auch getrennt vom Manipulator außerhalb des Vakuums betrieben. Bei Normaldruck kann die Detektorkühlung allerdings nicht eingesetzt werden, da sonst Wasserdampf aus der Luft an der Detektoroberfläche kondensieren oder gar vereisen kann und Detektor so beschädigen kann. Eine schwarze Kunststoffhülle schützte den Detektor vor Lichteinfall. In diesem Aufbau wurden Raten bis zu 200 Ereignissen pro Sekunde gemessen und es war auch möglich, die Fluoreszenzphotonen von Kupfer zu messen, die mit 8 keV die niedrigste Energie aller Targets besitzen. Durch ein Saphirglas konnte die Röntgenstrahlung in den evakuierten Manipulator dringen und so den Detektor treffen. In diesem Setup konnten die Detektoren unter denselben Bedingungen wie an der E-Gun betrieben werden. Die Nutzung der Kühlung war ebenso möglich wie ein zweidimensionaler Aktivitätsscan durch die Positionssteuerung. Durch den vergrößerten Abstand und die Absorption im Saphirglas reduzierte sich die Rate auf ein bis zwei Ereignisse pro Sekunde.

5.1.2.2 Die Elektronenkanone („E-Gun“)

Die Elektronenkanone erzeugt monoenergetische Elektronenstrahlen mit einer kinetischen Energie von bis zu 30 keV. Für Details zur Entwicklung der Elektronenkanone sei auf [Hui03] verwiesen. Die erreichbaren Ereignisraten hängen neben Detektorfläche auch von der gewählten Elektronenenergie und der Leistung der UV-Lampe ab. Mit anderen Messkonfigurationen wurden mit der E-Gun bereits Raten über $10^6/\text{s}$ registriert [Mau09]. Daher ist die Elektronenkanone geeignet, die Bedingungen an der geplanten Messposition im KATRIN Experiment zu simulieren.

Das Funktionsprinzip basiert auf dem photoelektrischen Effekt. Eine Deuterium-Lampe erzeugt UV-Licht mit einer maximalen Photonenenergie von 6,7 eV. Damit wird eine UV-Lichtdurchlässige Quarzglasspitze bestrahlt, die vakuumseitig mit einer etwa 20 nm dicken Goldschicht bedampft ist. Da Gold eine Auslösearbeit von $W = 4,8\text{ eV}$ besitzt, werden

durch den photoelektrischen Effekt Elektronen aus der Goldschicht gelöst. Nach dem Verlassen der Goldschicht werden die Elektronen durch ein elektrisches Feld beschleunigt. Dabei dient die Goldspitze als Kathode mit negativer Polung, während die Anode auf Erdpotential liegt. Durch die magnetischen Felder zweier Fokusspulen und einer langen Hauptspule werden die Elektronen den verbleibenden Weg adiabatisch zum Detektor geführt. Direkter Einfall von durch die Goldschicht transmittiertem UV-Licht auf den Detektor würde erhebliches Rauschen verursachen. Um dies zu verhindern wird der Elektronenstrahl durch das Feld eines Rotationsmagneten um 120° gedreht. An den Anschlussflansch der E-Gun wurde das als Messkammer dienende CF100/CF150 Reduktionskreuz des Manipulators angeschlossen.

Die E-Gun lässt sich vollständig mit LabVIEW steuern, wobei die Kommunikation mit den Hochspannungsnetzteilen und den Spulennetzteilen über einen Fieldpoint von National Instruments geschieht. Da die Präzision des Hochspannungsnetzteils entscheidend für die tatsächliche Elektronenenergie ist, wurde das HV-Netzteil mit einem Hochspannungstastkopf überprüft. Dabei konnte die korrekte Funktionsweise im Rahmen der Toleranz des Hochspannungstastkopfes von 1% bestätigt werden.

5.2 Messungen mit dem Silizium-Driftdetektor

5.2.1 Kalibration mit Röntgenstrahlung

5.2.1.1 Testaufbau

In den ersten Messungen wurde die Funktionalität von Detektor und Datenerfassung überprüft. Wie eingangs beschrieben befand sich der Detektor dabei ungekühlt in einer schwarzen Kunststoffhülle. Die Röntgenquelle wurde über dem Detektorgehäuse platziert, sodass die Röntgenstrahlung mit maximaler Intensität durch den Kunststoff auf den Detektor traf. Bei diesen Messungen wurden auch die optimalen Parameter in der Datenerfassung bestimmt. Insbesondere die Shaping-Zeit muss in Kalibrationsmessungen und Messungen an der E-Gun identisch sein und sollte auch beim Vergleich verschiedener Detektorsysteme gleich sein. Vor allem musste die Shaping-Zeit so gewählt werden, dass auch bei den an der E-Gun erwarteten Raten von mehr als 100000/s nicht zuviel Pile-Up entsteht. Entsprechend der Herleitung in Abschnitt 4.6.1 folgt für die Shaping-Zeit

$$\tau \ll 10 \mu\text{s} \quad (5.1)$$

Zu kurze Shaping-Zeiten führen allerdings zu schlechter Energieauflösung und hoher Empfindlichkeit auf Störungen. Von den möglichen Shaping-Zeiten bieten sich daher nur $0,8 \mu\text{s}$ oder $1,6 \mu\text{s}$ an. Dabei zeigt sich, dass nur mit der längeren Shaping-Zeit das Rauschen und die Störungen so gut reduziert werden, dass auch die Fluoreszenzlinie von Kupfer gemessen werden kann. Die Energieauflösung wird durch Fits mit je einem Gauß-Peak für die K_α und K_β -Peaks bestimmt. Die Gaußverteilung ist dabei definiert als

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.2)$$

wobei der Erwartungswert μ der Energie der Fluoreszenzlinie und die Standardabweichung σ der Energieauflösung entspricht. Insgesamt liefert hier die Shapingzeit von $1,6 \mu\text{s}$ mit einer mittleren Energieauflösung von

$$\bar{\sigma}_{1,6}(\text{FWHM}) = 780 \pm 140 \text{ eV} \quad (5.3)$$

das leicht bessere Ergebnis im Vergleich zu

$$\bar{\sigma}_{0,8}(\text{FWHM}) = 860 \pm 60 \text{ eV} \quad (5.4)$$

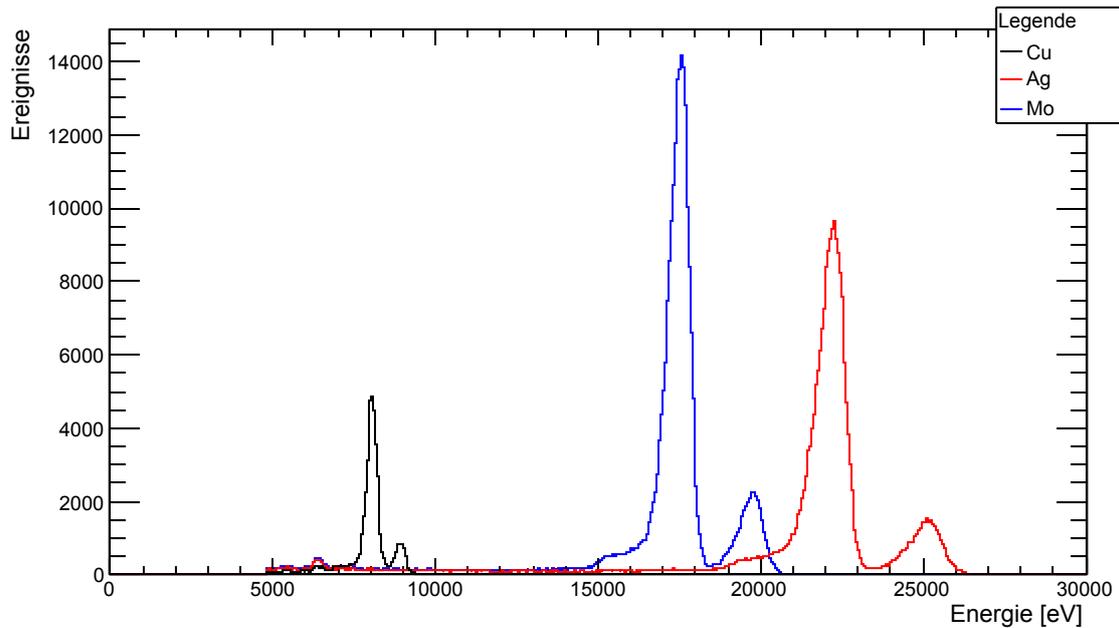


Abbildung 5.1: Ergebnisse des Testaufbaus mit den kalibrierten Spektren von Kupfer, Molybdän und Silber.

bei einer Shaping-Zeit von $0,8 \mu\text{s}$. Deshalb wurde in allen weiteren Messungen mit der Shaping-Zeit

$$\tau = 1,6 \mu\text{s} \quad (5.5)$$

gemessen. Um die langsamen Anstiegszeiten im Detektorsignal von bis zu 300 ns bei einem Ereignis zu unterdrücken, wurde ein Zeitgap von $G=2$ Zeitbins eingestellt, so dass die Shaping-Zeit 16 Zeitbins ($1,6 \mu\text{s}$) beträgt, aber der Filter lediglich mit 14 diskreten Werten rechnet.

In einem zeitlich zusammenhängenden Messdurchlauf wurden dann die Spektren von Kupfer, Silber und Molybdän gemessen. Die erhaltenen Spektren entsprechen den theoretischen Erwartungen, allerdings erfüllt der Silizium-Driftdetektor die Erwartungen an die Energieauflösung nicht: Der Hersteller PNSensor gibt bei Raumtemperatur und Bestrahlung mit 6 keV Röntgenphotonen¹ eine Energieauflösung von

$$\sigma_{\text{PN Sensor}}(\text{FWHM}) = 205 \text{ eV} \quad (5.6)$$

an [PN 06]. Die beste in den Testmessungen erhaltene Energieauflösung war

$$\sigma_{\text{Cu}}(\text{FWHM}) = 399 \pm 2 \text{ eV} \quad (5.7)$$

bei der K_{α} -Linie von Kupfer. Schon in den Testmessungen wurde eine starke Diskrepanz zu der erwarteten Abhängigkeit der Energieauflösung von der Primärteilchenenergie (siehe Abschnitt 4.6.2.1) festgestellt. Der nahezu lineare Anstieg der Energieauflösung mit der deponierten Energie kann nicht durch das Fano-Rauschen erklärt werden. Das ungewöhnliche Verhalten erklärt, dass die mit Abstand beste Energieauflösung mit der niedereenergetischen Kupfer-Fluoreszenzstrahlung beobachtet wurde. Dieser Effekt wurde in den nachfolgenden Messungen weiter überprüft.

5.2.1.2 Spektrale Messungen am Manipulator

Nach der Installation des Silizium-Driftdetektors am Manipulator war es möglich den Detektor gekühlt zu betreiben. Vorhergehende Messungen haben eine klare Verbesserung

¹Die K_{α} Linie von ^{55}Mn wird oft zur Charakterisierung von Detektoreigenschaften verwendet.

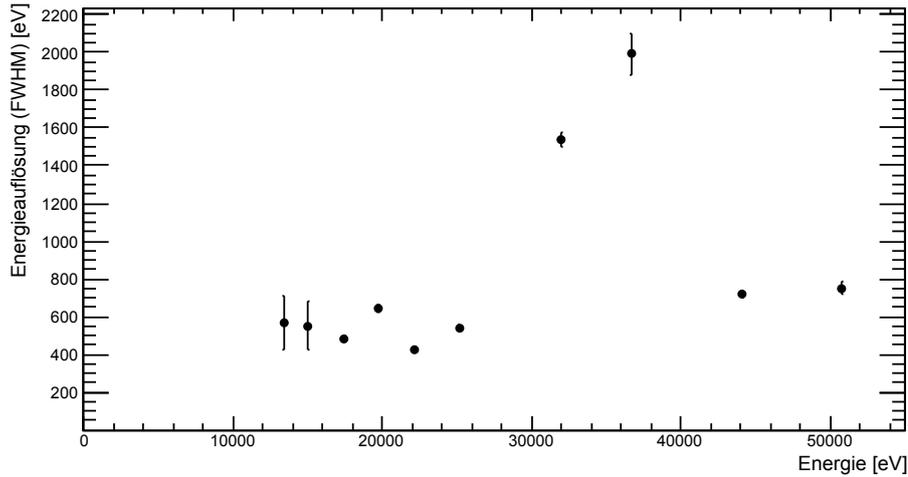


Abbildung 5.2: Energieauflösung in Abhängigkeit von der Energie (SDD) - Dabei sind von jeder Fluoreszenzquelle der K_α und K_β -Peak berücksichtigt. Die Ausreißer werden durch die Ba-Fluoreszenzlinien verursacht.

der Energieauflösung bei niedrigeren Temperaturen gezeigt [Sch08]. Laut Hersteller wurde bei -20°C mit 6 keV Röntgenphotonen eine Energieauflösung von 135 eV (FWHM) erreicht [PN 06]. Das ist eine hervorragende Energieauflösung, da etwa 120 eV (FWHM) allein durch das Fano-Rauschen verursacht sind.

Alle spektralen Messungen wurden zweimal durchgeführt, da nach dem Firmware-Wechsel im IPE Crate eine Verschiebung der Spektren beobachtet wurde. Weil die Kalibrationskurve, gemessen mit Röntgenstrahlung und der „Energy“-Firmware, nicht mehr zu den mit der „Histogram“-Firmware gemessenen Elektronenspektren passt, wurden die Röntgenspektren mit der „Histogram“-Firmware ein zweites Mal aufgenommen. Die vorgestellten Resultate wurden mit der „Histogram“-Firmware erzielt. Die Kupfer-Fluoreszenzlinien ließen sich nicht mehr beobachten, vermutlich aufgrund von Absorption im Saphirglas. Durch Absorption und den vergrößerten Abstand zwischen Quelle und Detektor, wurde die Ereignisrate auf wenige Hertz reduziert, daher musste elementabhängig zwischen 45 und 105 Minuten gemessen werden.

In der Ausgleichsrechnung werden die gemessenen K_α und K_β -Peaks unabhängig angepasst. Die verschiedenen K_α -Linien (K_{α_1} , K_{α_2}) werden durch eine Linearkombination zweier Gaußkurven beschrieben, die mit der Chi-Quadrat-Minimierung von ROOT angepasst wird. Um die Freiheitsgrade des Fits zu reduzieren, werden die bekannten Intensitätsverhältnisse der Linien verwendet und die Standardabweichungen der beiden Peaks gleich gesetzt. Analog geschieht der Fit für die K_β -Linien. Allerdings liegen K_{β_1} und K_{β_3} im Verhältnis zur Energieauflösung meistens so nahe beieinander, dass die Verwendung insgesamt dreier Gaußkurven nicht gerechtfertigt ist. Stattdessen wird ein kombinierter Peak für K_{β_1} und K_{β_3} verwendet. Als Ergebnis der Auswertung ergibt sich eine mittlere Energieauflösung von

$$\bar{\sigma}(\text{FWHM}) = 779 \pm 78 \text{ eV} \quad (5.8)$$

mit einem Bestwert von

$$\sigma_{\text{Ag}-K_\alpha}(\text{FWHM}) = 423 \pm 9 \text{ eV} \quad (5.9)$$

bei der K_α -Linie von Silber.

Im Diagramm 5.2 ist die Energieauflösung abhängig von der jeweiligen Röntgenenergie aufgetragen. Wie in den Testmessungen verhält sich die Abhängigkeit nicht wie erwartet (siehe Abschnitt 4.6.2.1). Mögliche Erklärungen sind

- unvollständige Ladungssammlung, dabei sind bei einer höheren deponierten Energie die Ladungswolken größer und damit möglicherweise auch die Variationen der gesammelten Ladungsträger größer
- Effekte im integrierten FET, die zu einer Erhöhung des Rauschens führen. Ein Beispiel wäre eine Verstärkung der Leckströme mit einer Vergrößerung des p-Kanals durch Ladungsträger im inneren Gate.

Die unerwünschten Effekte können zugleich der Grund dafür sein, dass die Energieauflösung des SDD nicht so gut ist wie erwartet. Die angegebene Energieauflösung des Herstellers zu reproduzieren war allerdings bereits durch die veränderten experimentellen Bedingungen nicht zu erwarten. Einerseits vergrößert die Verwendung von höherenergetischer Röntgenstrahlung den Beitrag des Fano-Rauschens. Beispielsweise bei der K_{α} -Linie von Silber auf 230 eV (FWHM). Zusätzlich erhöht die teilweise ungeschirmte Leitung des Signals zwischen Verstärker und DAQ das Risiko störender elektrischer Einflüsse und pseudozufälligem Rauschen.

Bei der Bestimmung der Kalibrationsgerade wurden die Barium-Fluoreszenzlinien ausgeschlossen. Die ungewöhnlich schlechte Energieauflösung von über 1,5 keV ist ein Anzeichen für erhebliche Störungen während der Messung und verhindert gesicherte Aussagen über die tatsächliche Peakposition. Mit der Kalibrationsgerade bestimmt sich aus den gemessenen Energie-ADC-Werten die deponierte Energie zu

$$E(\text{eV}) = (42,6 \pm 0,3) \text{ eV} \cdot E(\text{ADC}) + (390 \pm 190) \text{ eV} \quad (5.10)$$

Dabei wurde die analoge Verstärkung des IPE Crates deaktiviert ($A = 0$), sowie eine Shaping-Zeit von $\tau = 1,6 \mu\text{s}$ und ein Gap von $G = 0,2 \mu\text{s}$ eingestellt. Durch die relativ hohe Energie $O(10 \text{ keV})$ der Röntgenphotonen besitzt die verhältnismäßig kleine Energie $O(100 \text{ eV})$ des Ordinatenabschnitts eine große Unsicherheit.

Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ist bei Röntgenphotonen, aufgrund der im Verhältnis zu Elektronen geringen Wahrscheinlichkeit für partielle Ladungssammlung, deutlich größer als 1. Durch die geringe Rate sind auch Pile-Up-Effekte auszuschließen, aber durch die lange Messdauer können elektrische Störungen und kosmische Myonen einen nicht vernachlässigbaren Beitrag liefern. Beispielsweise beträgt im Silber-Fluoreszenzspektrum das Verhältnis zwischen Ereignissen innerhalb des Signal-Peaks und sämtlichen anderen registrierten Ereignissen $S/B = 2,81$.

5.2.1.3 Aktivitätsmessung

Einige zweidimensionale Aktivitätsmessungen wurden bereits mit der Röntgenquelle durchgeführt. Das Ziel war die Funktionsfähigkeit der LabVIEW Automatiksteuerung zu testen und die Messposition mit der höchsten Ereignisrate zu bestimmen. Die Automatik startet und stoppt die Messungen mit ORCA, genannt „Run“, via TCP/IP. Dadurch wird für jede Messposition eine separate Messdatendatei („Runfile“) angelegt. Die Positionsdaten, die ebenfalls vom Automatikprogramm über TCP/IP gesendet werden, sind in den jeweiligen Runfiles gespeichert. Der Orcaroot-Decoder, welcher die Runfiles in das .ROOT Format konvertiert, musste modifiziert werden, um die Positionsdaten ebenfalls in den ROOT-Dateien abzuspeichern.

Um die Aktivitätsspektren zu erhalten, mussten die vorhandenen ROOT-Dateien mit einem eigens für diesen Zweck entwickelten C++ Programm verarbeitet werden. In einer neu erstellten ROOT-Datei werden die einzelnen Spektren aller Messpositionen und ein Aktivitätshistogramm gespeichert. An jeder Position wird die Gesamtzahl an Ereignissen durch Integration des vollständigen Spektrums berechnet. Die mittlere Detektionsrate erhält man nach Division des integrierten Spektrums durch die Messdauer.

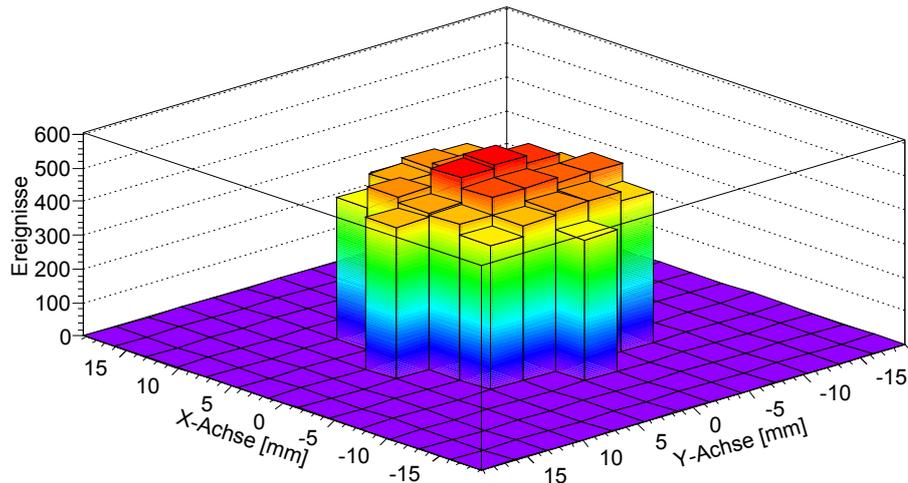


Abbildung 5.3: Abtastung der Röntgenquelle - Bereits mit der Röntgenquelle konnte der Aktivitätsscan eingesetzt werden um den Punkt höchster Aktivität zu finden. Der Messradius lag bei 9 mm und die Schrittweite bei 3 mm

Das erhaltene Spektrum zeigt, dass der Detektor sich in vorherigen Messungen bereits an der optimalen Messposition befunden hat. Dabei ist die Rate über eine Fläche von 3 cm^2 nur schwach von der Position abhängig und variiert um lediglich 25 %.

5.2.2 Messungen an der Elektronenkanone

5.2.2.1 Spektrale Messungen

An der E-Gun wurden Elektronen mit kinetischen Energien von 2 keV bis 18 keV gemessen. Die Messungen erfolgten über die LabVIEW Automatik, so dass zu jeder Energie nicht nur das Energiespektrum, sondern auch die orts aufgelöste Aktivität gemessen wurde. Nur bei den 2 keV Elektronen war gemessene Rate so gering, dass die optimale Messposition manuell gesucht werden musste. Abhängig von der eingestellten Hochspannung mussten die Ströme der Fokusspulen und der Manipulatorspulen angepasst werden. Der Strom für die Hauptspule war fest auf 3 A eingestellt und die notwendigen Rotationsströme wurden automatisch berechnet. Die Ablenkmagnete um die Hauptfeldspule mussten nicht eingesetzt werden, stattdessen wurde der Detektor selbst bewegt. Am Silizium-Driftdetektor wurden die neun äußeren Driftringe deaktiviert, so dass sich die sensitive Fläche auf 1 mm^2 reduziert. Auf diese kleine Fläche trafen Primärteilchenraten bis 50 kHz und dabei wurden bereits Effekte beobachtet, die eine Reduktion der sensitiven Fläche rechtfertigen (siehe Abschnitt 5.2.2.4).

Die resultierenden Spektren entsprechen den theoretischen Erwartungen. Der Schwellwert wurde stets so gesetzt, dass normales elektronisches Rauschen nur Ereignisraten $< 100\text{ mHz}$ verursachte. Pseudozufälliges Rauschen und Teilchen aus der Ionengetterpumpe konnten dennoch zusätzlichen, niederenergetischen Untergrund erzeugen. Bei Messungen mit Elektronenenergien $\leq 8\text{ keV}$ wurde die Ionengetterpumpe ausgeschaltet.

Das Spektrum in Abbildung 5.4 zeigt ein niederenergetisches Elektronenspektrum (7 keV) bei einer Rate von 2 kHz. Dabei ist im Vergleich zu den Röntgenmessungen der Untergrund deutlich größer. Der niederenergetische Bereich (1) wird durch Ereignisse partieller Ladungssammlung erzeugt (siehe Abschnitt 4.6.1), dabei wird ein überwiegender Anteil der

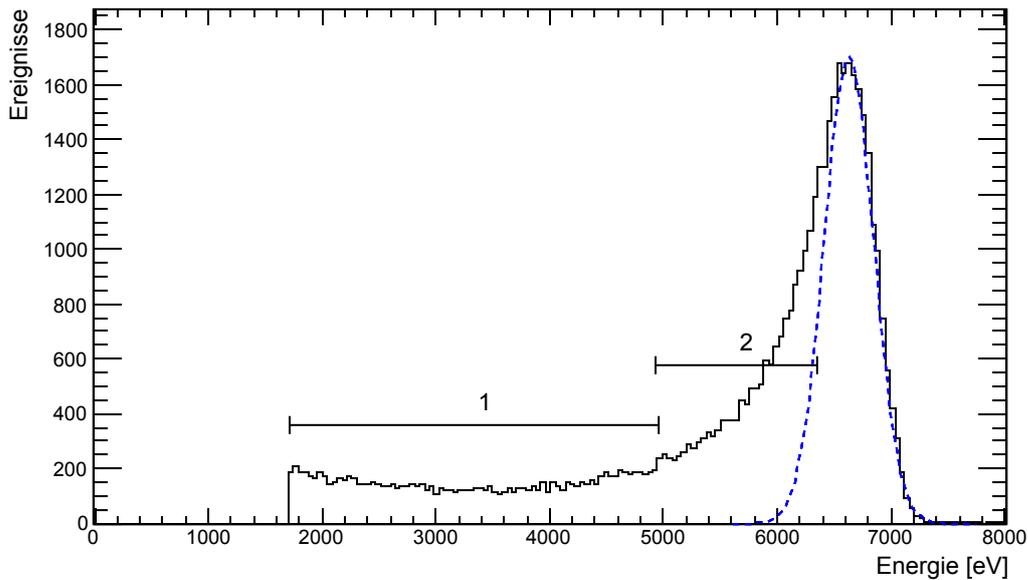


Abbildung 5.4: Gemessenes Elektronenspektrum (SDD) - Typisches Elektronenspektrum gemessen bei einer Energie von 7 keV und einer Rate von etwa 2 kHz. Zusätzlich sind die beiden Untergrundbereiche 1 und 2 und der gefittete Signal-Peak eingezeichnet.

Elektronen wieder reflektiert. Ein weiterer Effekt beeinflusst die niederenergetische Flanke des Signalpeaks (2). Die typische Gaußkurve wird von einem exponentiellen Ausläufer überlagert. Dieser lässt sich durch die abschirmende Wirkung der Totschicht erklären.

Zuletzt ist die systematische Verschiebung des Signal-Peaks zu niedrigeren Energien zu nennen. Dies betrifft auch Ereignisse des Signal-Peaks, bei welchen die Primärelektronen typischerweise keine Energie in der Totschicht deponieren. Der Energieverlust entsteht durch Sekundärteilchen, welche aus dem sensitiven Volumen in die Totschicht diffundieren. Da mit abnehmender Elektronenenergie auch die mittlere freie Weglänge abnimmt, wird der Effekt der Verschiebung des Signal-Peaks mit kleinerer Elektronenenergie stärker (siehe Abschnitt 5.2.2.3). Die Energieauflösung eines Detektors ist bei Elektronenbestrahlung typischerweise schlechter als bei Röntgenstrahlung, da die Energiemenge variiert, welche die Ereignisse des Signal-Peaks in der Totschicht deponieren. Bei Röntgenstrahlung erfolgt die Wechselwirkung überwiegend im sensitiven Detektorvolumen, daher spielt die Totschicht eine untergeordnete Rolle.

Abbildung 5.5 zeigt bei einer deutlich höheren Rate von 45000/s zusätzlich Pile-Up Effekte oberhalb der Peak-Energie. Im Bereich der doppelten Primärteilchenenergie kommt es zu einer Kante, da die Wahrscheinlichkeit, dass drei Ereignisse innerhalb der Shaping-Zeit auftreten deutlich geringer ist. Der Anteil an Pile-Up Ereignissen im gezeigten Spektrum liegt bei über 5 % und sollte daher bei Ereignisraten oberhalb 10 kHz nicht vernachlässigt werden.

Für die Bestimmung der Energieauflösung wurde der Gauß-Fit auf einen Bereich beschränkt, in dem keiner der genannten Untergründe die Form der Normalverteilung verändern. Wie in Abbildung 5.6 ersichtlich ist die Energieauflösung (FWHM) bezogen auf die registrierte Elektronenenergie durchgängig besser als 1 keV. Die beste erreichte Energieauflösung beträgt 469 ± 3 eV bei einer Elektronenenergie von 8 keV.

Der Untergrundanteil am gesamten Spektrum ist stark abhängig von Energie, Intensität und Einfallswinkel der Elektronen und den genauen Eigenschaften der Totschicht. Bei den durchgeführten Messungen liegt der Anteil des Untergrunds typischerweise bei etwa 50%.

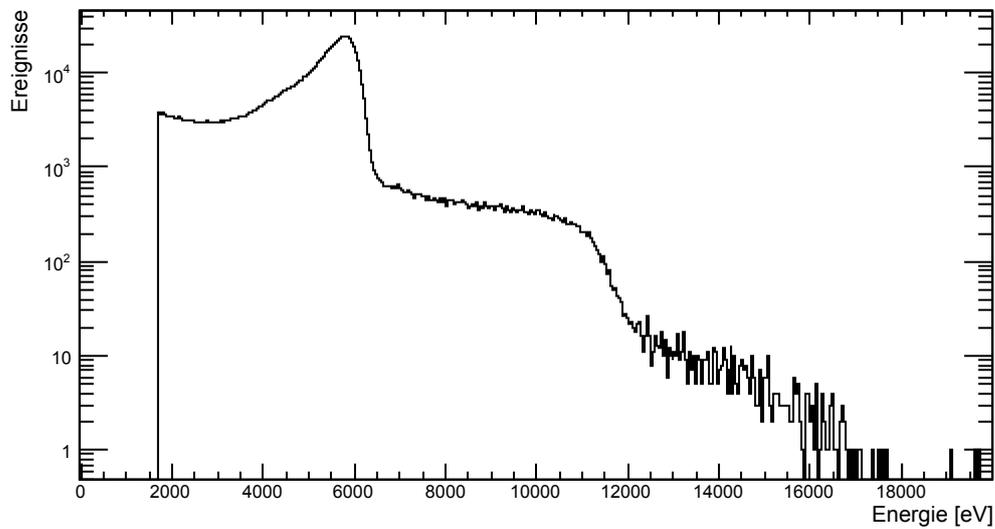


Abbildung 5.5: Spektrum mit hoher Ereignisrate (SDD) - Die Rate von 45000/s wurde mit 6 keV Elektronen erzielt. Durch die logarithmische Skalierung sind die Pile-Up-Effekte deutlich zu erkennen.

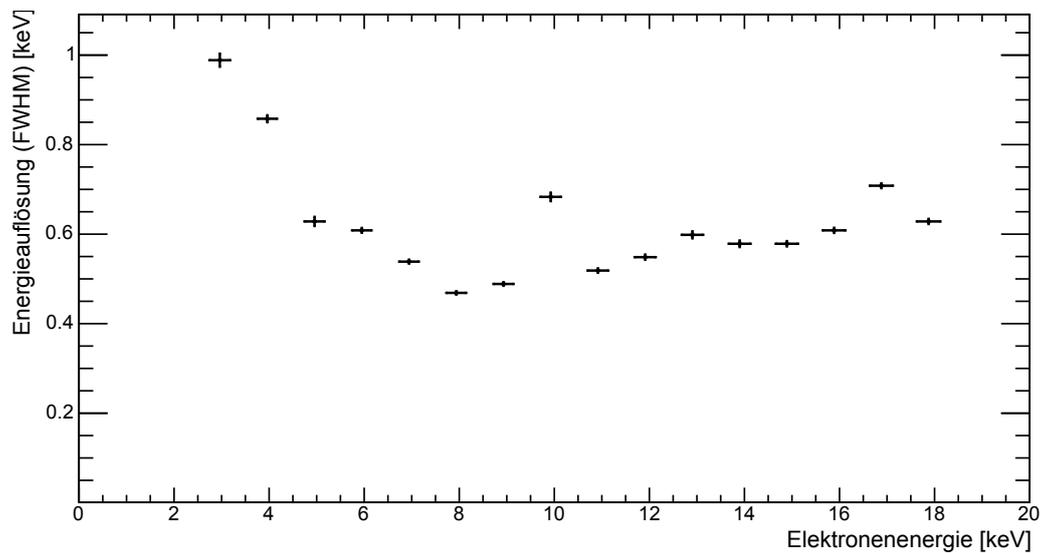


Abbildung 5.6: Abhängigkeit der Energieauflösung von der Primärteilchenenergie (SDD) - Die Energieauflösung wird für große Elektronenenergien geringfügig schlechter. Für sehr kleine Energien nimmt die Auflösung aufgrund verstärkter Totschichtverluste deutlich ab.

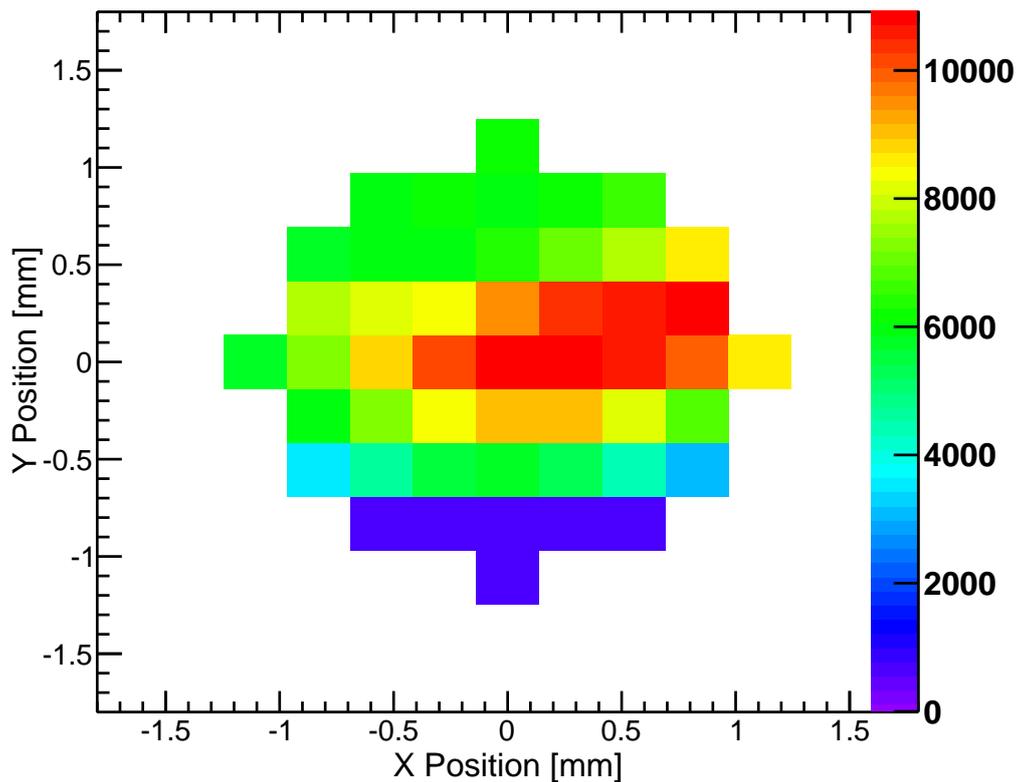


Abbildung 5.7: Abtastung eines 12 keV Elektronenstrahls mit einem Messradius von 1,2 mm und einer Schrittweite von 0,3 mm. Die Farbpalette gibt die gemessene Aktivität in 1/s an.

Im Abbildung 5.5 beispielsweise liegt der Anteil des Untergrundes am gesamten Spektrum bei 54%, das heißt das Signal-zu-Untergrund Verhältnis ist $S/B = 0,85 < 1$. Wie erwartet ist das Signal-zu-Untergrund Verhältnis damit deutlich schlechter als bei Bestrahlung mit Röntgenstrahlung. Durch die genannten Effekte ist im Falle eines nicht monoenergetischen Elektronenspektrums die Berechnung des Quellspektrums aus den Messergebnissen nicht trivial.

5.2.2.2 Aktivitätsmessung

Die Auswertung der zweidimensionalen Scans des Elektronenstrahls erfolgt analog zu den Messungen mit Röntgenstrahlung. Diese Messungen erlauben eine präzise Untersuchung des Elektronenstrahls. Der Kreis hatte bei jeder Abtastung einen Radius von 1,2 mm und die Schrittweite lag bei $300 \mu\text{m}$. An jeder der 49 Messpositionen wurde 30 Sekunden lang gemessen.

Diese Messungen deckten aber lediglich den intensivsten Teil des Elektronenstrahls ab, um einen Kompromiss zwischen großer Datenstatistik und kurzer Messdauer zu erhalten. Zusätzlich wurde ein Scan mit einem Messradius von 8 mm und einer Schrittweite von 1 mm bei einer Elektronenenergie von 17 keV durchgeführt. Das Ergebnis in Abbildung 5.8 zeigt, dass der Elektronenstrahl einen Durchmesser von etwa 6 mm hat. Im Zentrum des Strahls nimmt die Intensität um bis zu dreißig Prozent ab. Dies könnte durch die Geometrie der Goldspitze und der elektromagnetischen Felder bedingt sein. Um dies zu überprüfen wäre eine vollständige Monte-Carlo Simulation der Elektronenkanone notwendig, die im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt wurde.

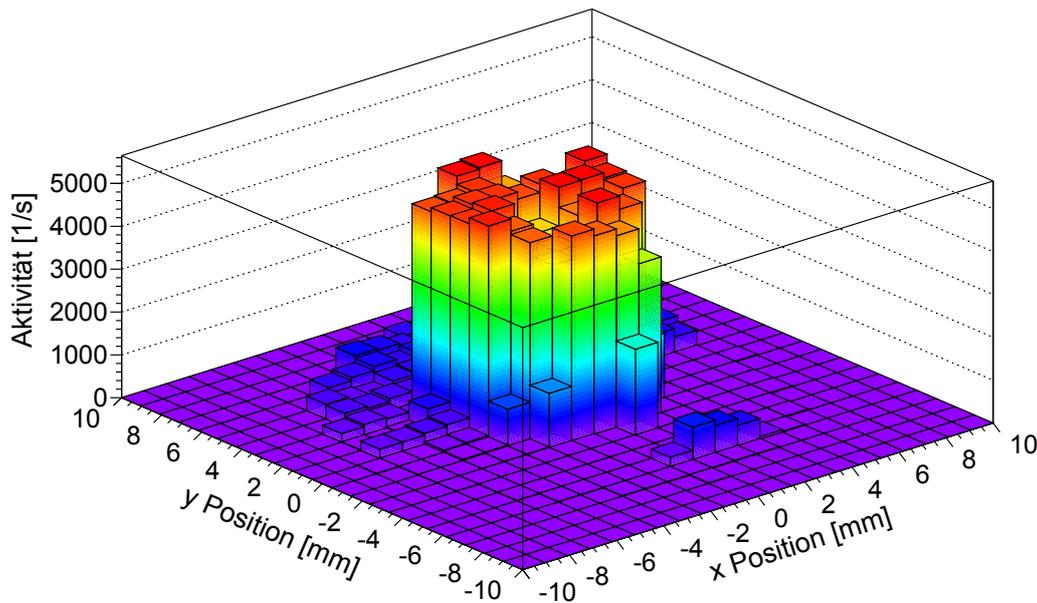


Abbildung 5.8: Großflächige Aktivitätsmessung - Bei einem Scan mit 8 mm Radius und einer Schrittweite von 1 mm (insgesamt 197 Messpunkte) konnte der vollständige Elektronenstrahl gemessen werden.

5.2.2.3 Effekte durch die Totschicht

Energieverluste in der Totschicht nehmen mit abnehmender Elektronenenergie zu. Elektronen mit einer kinetischen Energie unterhalb von 4 keV erzeugten im Spektrum keinen vom Untergrund abtrennbaren Signal-Peak und 1 keV Elektronen konnten nicht mehr detektiert werden. Für hohe Elektronenenergien ist der Energieverlust in der Totschicht ausreichend klein, sodass die Elektronen ihre Energie nahezu vollständig im sensitiven Volumen deponieren. Dieser Effekt zeigt sich am deutlichsten im Diagramm der Abbildung 5.9, in welchem die registrierte Energie über der Primärteilchenenergie aufgetragen ist. Die Abweichungen von der Identitätsfunktion entsprechen den Energieverlusten in der Totschicht. Aus dieser Energieverlustfunktion kann man die Dicke der Totschicht bestimmen, wenn man das Verhalten von Primärteilchen und Detektorsystem mit der Totschicht als freiem Parameter simuliert (siehe Kapitel 6).

5.2.2.4 Einfluss hoher Raten

Neben den unumgänglichen Pile-Up Effekten kam es bei hohen Raten zu weiteren unerwünschten Effekten.

- **Energieverschiebung** Bei hoher Rate werden sämtliche Ereignisse und damit auch der Signal-Peak mit zu hoher Energie registriert. Dies könnte aufgrund von erhöhten Transistorleckströmen im integrierten FET geschehen [Egg04]. In diesem Fall wäre der Effekt auch für die schlechte Energieauflösung bei hochenergetischen Röntgenphotonen (mit-)verantwortlich (vergleiche Abschnitt 5.2.1.2), denn erhöhte Leckströme führen gleichzeitig zu einer Verschiebung der gemessenen Energie und zu erhöhtem Rauschen. Der Effekt wurde bei verschiedenen Elektronenenergien verifiziert und verhält sich in guter Näherung linear. Bei einer Erhöhung der Rate um 10 kHz verschiebt sich der Signal-Peak um $2,1 \pm 0,2$ ADC-Werte oder auch 90 ± 8 eV zu höheren Energien.
- **Übersteuerung** Trotz der Reduktion der sensitiven Detektorfläche auf 1 mm^2 wurden Raten erreicht, bei welchen der Operationsverstärker übersteuert wurde. Noch

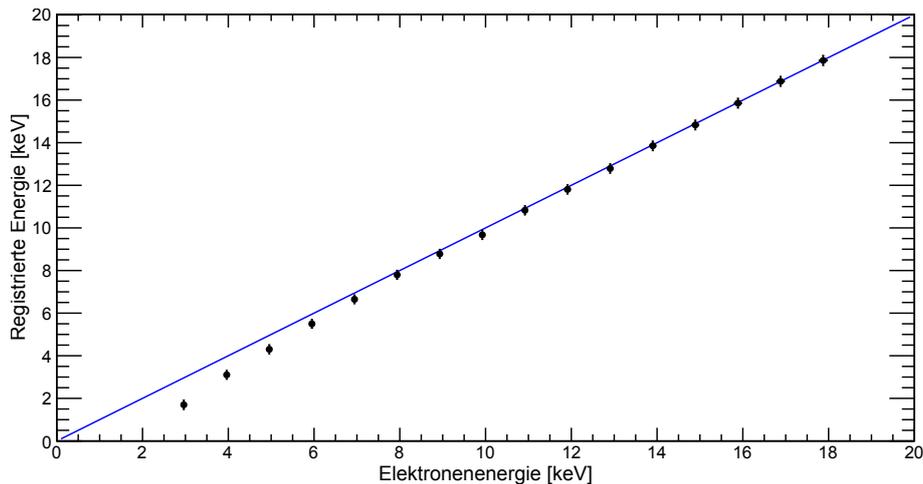


Abbildung 5.9: Diagramm der energieabhängigen Totschichtverluste (SDD) - Dabei wird die registrierte Energie über der Elektronenenergie aufgetragen. Die durchgezogene Linie entspricht der Identitätsfunktion.

bevor es dazu kam, wurde allerdings der ADC des IPE Crates übersteuert. Erst nach dem Reset, dem Entfernen der Ladungsträger aus dem inneren Gate, konnten wieder neue Ereignisse aufgenommen werden. Die maximal registrierbare Ereignisrate lag dadurch bei 31 kHz, während die Zahl der tatsächlich auftreffenden Primärteilchen höher lag. Dieses Problem ließe sich allerdings einfach und unabhängig vom Detektor durch eine Erhöhung der Löschpuls-Frequenz beheben.

- **Ausfall des Detektors** Bei den sehr hohen Raten wurden mehrfach ein Komplettausfall des Detektors beobachtet. Der integrierte DEPFET wechselte dann in einen anderen Arbeitspunkt, in welchem Teilchendetektion nicht mehr möglich war. Nur ein manuelles Zurücksetzen ermöglichte die Wiederaufnahme der Messungen.

Dieses Detektorsystem mit Silizium-Driftdetektor ist daher ohne weitere Optimierungen nicht für hohe Ereignisraten geeignet. Die Energieverschiebung und der Ausfall des Detektors sind allerdings bei anderen, insbesondere neueren Exemplaren von Silizium-Driftdetektoren nicht üblich.

5.3 Messungen mit dem PIN-Detektorchip

5.3.1 Kalibration mit Röntgenstrahlung

5.3.1.1 Spektrale Messungen

Nach der Fertigstellung von Detektorplatine und Hauptverstärker wurden auch mit dem PIN-Detektorchip einige Testmessungen ohne Kühlung durchgeführt. Dabei konnte die Funktionsfähigkeit des Detektors festgestellt werden, die gemessene Energieauflösung dagegen war gering ($\sigma(\text{FWHM}) \approx 3 \text{ keV}$). Um dies zu verbessern wurde nach der Installation des Detektors am Manipulator die geregelte Kühlung eingesetzt. Während der Messungen wurde der Detektor auf Temperaturen zwischen -50°C und -40°C gekühlt. Zusätzlich mussten Korrekturen an der Schaltung des Hauptverstärker durchgeführt werden und ein Tiefpass für die Depletionsspannung von 45 V hinzugefügt werden. Bei den Messungen wurden dieselben Parameter eingesetzt wie beim Silizium-Driftdetektor. Die Shaping-Zeit betrug $\tau = 1,6 \mu\text{s}$ bei einem Zeit-Gap von $G=2$. Die integrierte Verstärkung des IPE Crates wurde auf den Wert $V=150$ eingestellt, was einer analogen Verstärkung von etwa 6,5 entspricht. Mit dem PIN Detektor wurden die Spektren aller Targets jeweils 50 Minuten

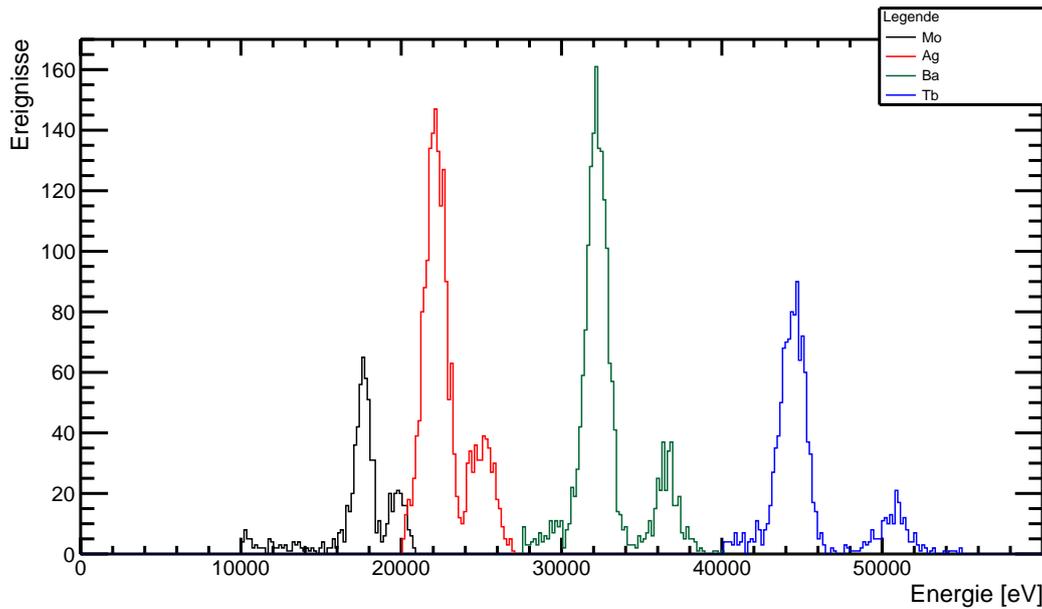


Abbildung 5.10: Gemessene Röntgenspektren mit der PIN-Diode - Die dargestellten Fluoreszenzspektren von Mo, Ag, Ba und Tb dienten zur Kalibration. Um eine Überlagerung zu vermeiden wurde der Untergrund teilweise abgeschnitten.

lang gemessen. Dabei konnten die Fluoreszenzlinien von Kupfer und Rubidium nicht beobachtet werden und die K_{β} -Linien der Targets Molybdän, Barium und Terbium waren nur schwach ausgeprägt.

Mangels einer internen Verstärkerstufe haben PIN-Dioden typischerweise schlechtere Energieauflösungen als Driftdetektoren (siehe Abschnitt 7.2). Die gemessene mittlere Energieauflösung liegt bei

$$\bar{\sigma}(\text{FWHM}) = 1430 \pm 41 \text{ eV} \quad (5.11)$$

mit einem Bestwert von

$$\sigma_{\text{Mo}-K_{\alpha}}(\text{FWHM}) = 1120 \pm 50 \text{ eV} \quad (5.12)$$

bei der K_{α} -Linie von Molybdän. Das Diagramm 5.11 zeigt die Energieauflösung des Detektors in Abhängigkeit von der Röntgenenergie. Im Verhältnis zum elektronischen Rauschen kann das Fano-Rauschen bei dieser Energieauflösung nahezu vernachlässigt werden. Das bedeutet, dass die Energieauflösung konstant sein sollte. Diese Hypothese wurde mittels eines χ^2 -Tests mit einer Wahrscheinlichkeit von 85 % bestätigt.

Die Kalibrationsgerade wurde unter Verwendung aller Messwerte bestimmt. Dabei wurden die statistischen Unsicherheiten bei der Anpassung der Gaußkurven berücksichtigt. Die Kalibrationsgerade ergibt sich zu

$$E(\text{eV}) = (20,88 \pm 0,03) \text{ eV} \cdot E(\text{ADC}) + (30 \pm 40) \text{ eV} \quad (5.13)$$

5.3.1.2 Temperaturverhalten des Detektors

Bei Charakterisierung eines Detektorsystems ist auch die Temperaturabhängigkeit zu untersuchen. Dazu wurden Fluoreszenzspektren von Silber bei Temperaturen von -40°C bis $+10^{\circ}\text{C}$ gemessen. Als Vergleichskriterium dient die Energieauflösung.

Das Ergebnis entspricht nicht der theoretischen Erwartung, die eine Verschlechterung der Energieauflösung bei steigender Temperatur vorhersagt. Stattdessen verbessert sich

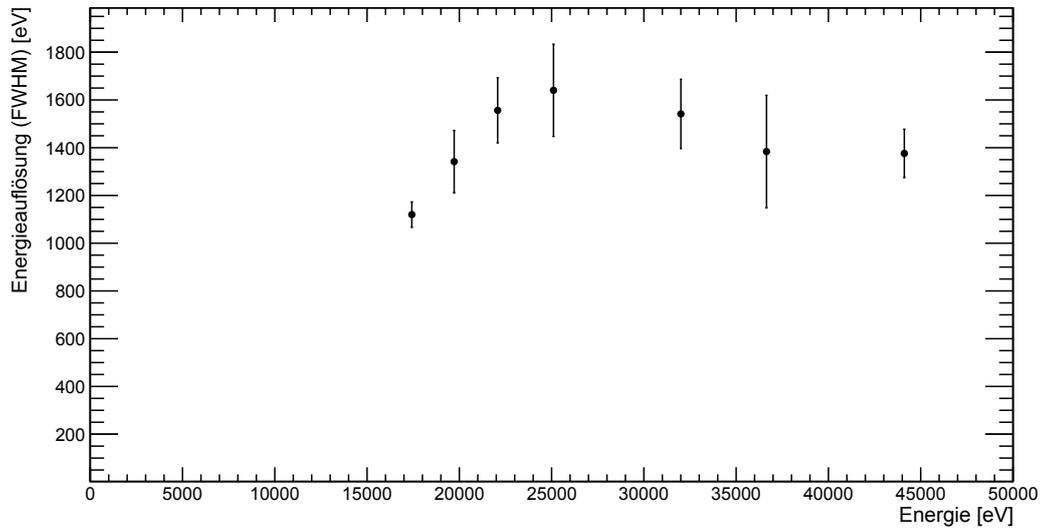


Abbildung 5.11: Energieauflösung in Abhängigkeit von der Energie (PIN) - Dabei sind K_α und K_β -Fluoreszenzlinien der Elemente Mo, Ag und Ba eingezeichnet. Von Terbium konnte aufgrund niedriger Statistik lediglich der K_α -Peak ausgewertet werden.

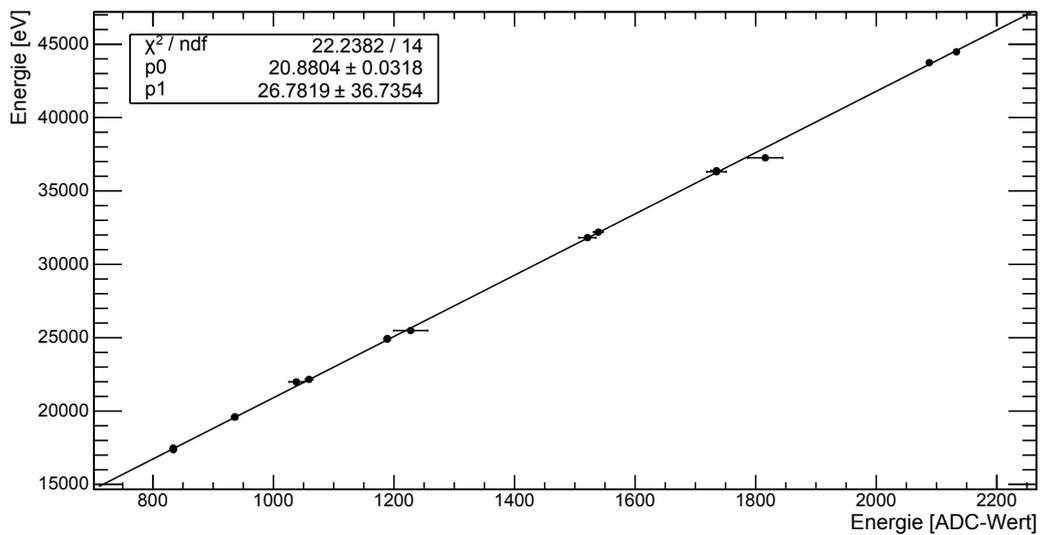


Abbildung 5.12: Kalibrationsgerade der PIN-Diode basierend auf den gemessenen Fluoreszenz-Peaks. Zusätzlich ist das Verhältnis des χ^2 -Werts zur Zahl der Freiheitsgrade und die Parameter der Fitgerade angegeben.

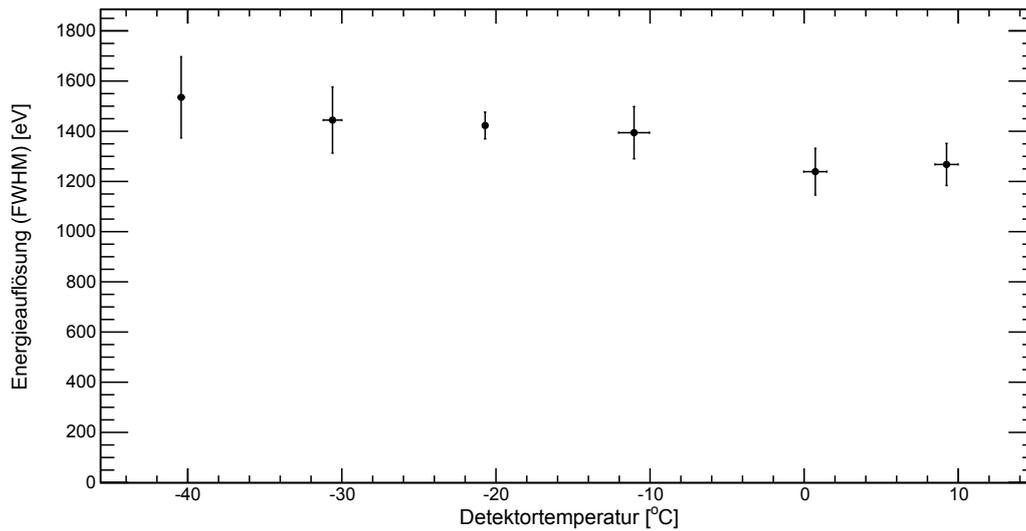


Abbildung 5.13: Temperaturabhängigkeit der PIN-Diode basierend auf der Analyse des Ag-Spektrums. Die Temperaturunsicherheiten repräsentieren die Minimal- und Maximaltemperatur während des Messvorgangs.

die Energieauflösung leicht mit steigender Temperatur bis zu einem Bestwert von etwa $\sigma(\text{FWHM}) = 1240 \text{ eV}$ bei 0°C . Allerdings wurde ein ähnliches Verhalten auch schon in anderen Messungen beobachtet [WV09]. Eine einfache Erklärung ist, dass möglicherweise nicht alle im Vorverstärker verwendeten elektronischen Bauteile für diese niedrigen Arbeitstemperaturen geeignet sind. Diese Vermutung lässt sich nicht durch die Datenblätter bestätigen, da nicht bei allen elektronischen Bauteilen Angaben zum Temperaturverhalten zu finden sind.

Außerdem kann das Kühlsystem selbst eine Quelle von pseudozufälligem Rauschen sein, da Druckschwankungen des Kaltgases Vibrationen am Detektor verursachen können. Mit zunehmender Kühlleistung bei niedrigeren Zieltemperaturen wird dann auch der Beitrag zum Rauschen ansteigen. Wenn dieser Beitrag im Verhältnis zu anderen Rauschquellen groß ist, ließe sich somit das Verhalten der Energieauflösung bei verschiedenen Temperaturen durch das Kühlsystem selbst erklären. Daher sollte der Einfluss dieses Effekts in zukünftigen Messungen überprüft und berücksichtigt werden. Neben diesem Effekt konnte es bei zu hoher Temperatur ($>5^\circ\text{C}$) und gleichzeitig hoher Teilchenrate ($>10 \text{ kHz}$) zur Übersteuerung des Operationsverstärkers kommen. Dann folgt der Ausfall der Detektorfunktionen, womit gezeigt ist, dass eine Kühlung des Detektorsystems trotz allem unumgänglich ist.

5.3.1.3 Einfluss des Signalkabels

Im Design des Forward Beam Monitor Detectors muss das Signal des Vorverstärkers über ein deutlich längeres Signalkabel zum Hauptverstärker geführt werden, als im aktuellen Design. Die Elektronik wurde so ausgelegt, dass der Einfluss des Kabels minimiert wird. Der Wellenwiderstand des Signalkabels beträgt 50Ω und das Kabel wird an Vorverstärker und Hauptverstärker jeweils mit 50Ω abgeschlossen. Unter diesen Bedingungen sind unabhängig von der Länge des Signalkabels keine störenden Reflexionen zu erwarten [Wüs09].

Um dies zu erproben wurde ein 2 m langes geschirmtes Verlängerungskabel konstruiert und zwischen Vorverstärker und Hauptverstärker geschaltet. Danach wurde das Silberfluoreszenzspektrum gemessen und analysiert. Im Vergleich zur entsprechenden Messung ohne Verlängerungskabel wurde eine Verschlechterung der Energieauflösung von

$$\bar{\sigma} = 1600 \pm 20 \text{ eV} \text{ auf } \bar{\sigma}(\text{Kabel}) = 2140 \pm 30 \text{ eV} \quad (5.14)$$

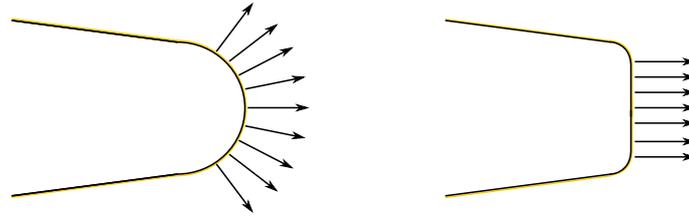


Abbildung 5.14: Einfluss der Goldspitzen - Die unterschiedlichen Profile der konvexen (links) und der flachen (rechts) Goldspitzen führen zu unterschiedlichen elektrischen Feldern und damit auch verschiedenen Winkelverteilungen.

gemessen. Für die Messung musste der Kontakt zwischen Kabelschirm und Masse verbessert werden. Dabei wurde festgestellt, dass eine unzureichende Schirmkontaktierung des Verlängerungskabels das Signalrauschen um zwei Größenordnungen ändert. Dies verdeutlicht die hohe Empfindlichkeit des Signals auf eine korrekte Erdung des Kabelschirms. Daher ist eine Verschlechterung der Energieauflösung beim Anschluss eines Verlängerungskabels schwer zu vermeiden. Außerdem verliert das Signalkabel durch die Verbindung zweier $50\ \Omega$ -Koaxialkabel ohne den entsprechenden Abschluss an der Verbindungsstelle seine guten Übertragungseigenschaften. Daher können Reflexionen zusätzliches Rauschen verursachen. Bei einem ununterbrochenen Signalkabel, wie im Design des Forward Beam Monitor Detectors, sind diese zusätzlichen Störungsquellen nicht zu erwarten.

5.3.2 Messungen an der Elektronenkanone

5.3.2.1 Modifikationen an der Elektronenkanone

Die ersten Messungen mit dem PIN-Dioden Detektorsystem an der Elektronenkanone wurden mit einer veränderten Goldspitze durchgeführt. Die Form der Goldspitze bestimmt das elektrische Feld und ist daher entscheidend für die Geometrie des Elektronenstrahls und die Winkelverteilung der Elektronen. Dieser Einfluss basiert darauf, dass die elektrischen Feldlinien zur Beschleunigung der Elektronen senkrecht zur Oberfläche der Goldspitze stehen. Zusätzlich zur Form der Goldspitze bestimmen die magnetischen Felder die Geometrie des Elektronenstrahls und die Winkelverteilung der Elektronen am Detektor. An der Elektronenkanone wurden zwei unterschiedliche Goldspitzen eingesetzt:

- **Konvexe Goldspitze** Die Oberfläche der konvexen Spitze ermöglicht eine Emission von Elektronen unter Winkeln von 0° bis 90° zur Strahlachse. Die Winkelverteilung der Elektronen am Detektor ist nicht bekannt. Die Geometrie der Spitze könnte dazu führen, dass das Intensitätsmaximum der Elektronen auf einer ringförmigen Struktur liegt, wie es in der Aktivitätsmessung in Abbildung 5.8 dargestellt wurde.
- **Flache Goldspitze** Bei der flachen Goldspitze stehen die Feldlinien parallel zur Strahlachse. Daher sollten die Elektronen unabhängig von den magnetischen Feldern am Detektor senkrecht auftreffen. Das Intensitätsmaximum des resultierenden Elektronenstrahls wird kreisförmig sein.

Die konvexe Goldspitze wurde bei den Messungen mit dem Silizium-Drift-detektor eingesetzt. In der Zwischenzeit bis zur Wiederaufnahme der Messungen mit der PIN Diode wurde die Goldspitze ausgebaut und durch die flache Goldspitze ersetzt. Allerdings konnten mit dieser Goldspitze lediglich Raten bis zu 200 Hz gemessen werden. Die Ergebnisse dieser Messungen werden in Abschnitt 5.3.2.2 untersucht. Anschließend wurde die flache Goldspitze wieder durch die konvexe Goldspitze ersetzt und die Messungen bei hoher Elektronenintensität wiederholt. Dabei wurden die Einflüsse durch hohe Raten auf das

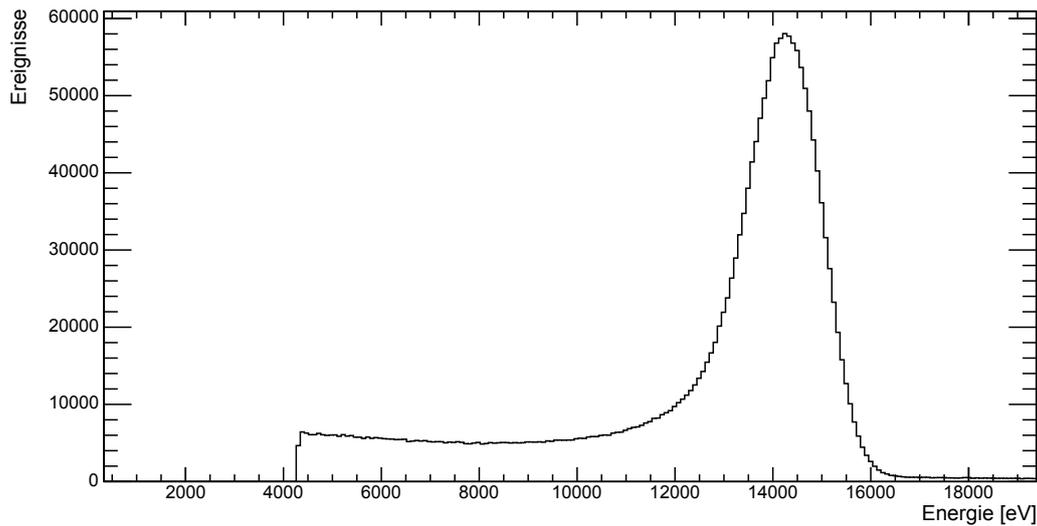


Abbildung 5.15: Elektronenspektrum mit flacher Goldspitze (PIN) mit 15 keV Elektronen und einer Rate von 50 Hz

Detektorsystem (Abschnitt 5.3.2.3), die Stabilität der Quellaktivität (Abschnitt 5.3.2.4) und eine alternative Methode zur Aktivitätsmessung (Abschnitt 5.3.2.5) untersucht.

Zweidimensionale Aktivitätsmessungen mit der PIN-Diode konnten nicht durchgeführt werden. Sobald die Motorsteuerung aktiviert wurde, traten starke Störungen des Detektorsignals auf. Messungen waren unter diesen Bedingungen nicht möglich, daher blieb die Motorsteuerung abgeschaltet. Das bedeutet nicht, dass die motorisierte Positionssteuerung und das PIN-Dioden Detektorsystem unvereinbar sind. Durch eine elektrische Abkopplung von Motoren und Drehgebern vom Manipulator können diese Störungen vermutlich beseitigt werden.

5.3.2.2 Spektrale Messung und Totschichteffekte

Mit der flachen Goldspitze konnten Energiespektren bei niedrigen Raten gemessen werden. Dabei wurden Elektronenenergien zwischen 5 und 18 keV in 1 keV Schritten eingestellt. Elektronen mit kleineren Energien als 5 keV konnten nicht detektiert werden. Die Vorgehensweise gleicht den spektralen Messungen mit dem SDD, allerdings wurde die Ionen-Getter-Pumpe bei diesen Messungen immer abgeschaltet. Die Messdauer wurde an die Ereignisraten angepasst und lag üblicherweise bei 25 Minuten.

Das Spektrum in Abbildung 5.15 zeigt eine Messung mit 15 keV Elektronen bei einer Rate von etwa 50 Hz. Die mittlere Energieauflösung liegt bei 1490 ± 20 eV (FWHM) mit einem Bestwert von 1351 ± 5 eV (FWHM) bei einer Elektronenenergie von 11 keV. Die Energieauflösung ist vergleichbar mit der Energieauflösung bei Röntgenbestrahlung, das bedeutet auch in diesen Messungen bestimmt das elektronische Rauschen die Energieauflösung.

Das Diagramm 5.16 zeigt, dass energieabhängige Totschichtverluste bei dem PIN Detektor ebenso auftreten wie beim SDD. Trotz des senkrechten Elektroneneinfalls sind die Totschichtverluste bei niedrigen Elektronenenergien mit dem PIN Detektor um den Faktor 2-3 größer als die entsprechenden Verluste beim SDD. Daraus folgt, dass die Totschicht der PIN Diode dicker ist.

5.3.2.3 Einfluss hoher Raten

Aufgrund der vergrößerten sensitiven Fläche der PIN Diode von rund 5 mm^2 im Vergleich zum Silizium-Driftdetektor mit etwa 1 mm^2 , ließen sich mit der PIN Diode und der konvexen Spitze sehr hohe Teilchenraten messen. Die maximale registrierte Rate von etwa

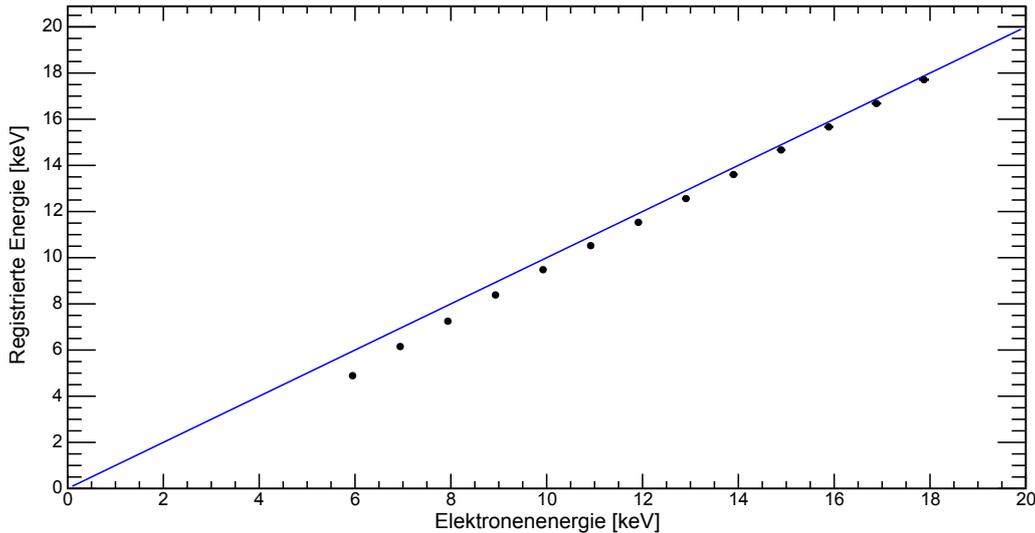


Abbildung 5.16: Diagramm der energieabhängigen Totschichtverluste (PIN) - Dabei wird die registrierte Energie über der Elektronenenergie aufgetragen. Die durchgezogene Linie entspricht der Identitätsfunktion.

65 kHz wurde mit 17 keV Elektronen erreicht. Das logarithmische Spektrum ist in Abbildung 5.17 zu sehen. Deutlich zu erkennen ist der große Pile-Up Anteil von etwa 20 %, der einen deutlichen Pile-Up Peak besitzt. Dieser entsteht, wenn zwei Elektronen die in sehr kurzem zeitlichem Abstand ihre volle Energie im sensitiven Detektorvolumen deponieren.

Allgemein tritt bei Static-Clear Vorverstärkern bei hohen Raten eine Verschiebung des Peaks zu niedrigeren Energien auf. Das ist auf die mit steigender Rate zunehmende Steilheit des exponentiellen Abfalls nach einem Ereignis zurückzuführen. Dieser Effekt muss durch geeignete Anpassung der Verstärkerschaltung vermieden werden, da er nicht nur die registrierte Energie eines Ereignisses sondern auch die registrierte Aktivität verändern kann, da mit zunehmender Rate niederenergetische Ereignisse unter den eingestellten Schwellwert fallen.

Die gemessene Aktivität liegt somit deutlich niedriger als die tatsächliche Aktivität. Zusätzlich zu den Pile-Up-Effekten und dem soeben beschriebenen Effekt der Energieverschiebung, wurde die Diskrepanz zwischen realer und registrierter Aktivität durch die Tatsache erhöht, dass bei hohen Raten der ADC-Bereich des IPE Crates überschritten wurde. Nach einer Reduktion der Signal-Verstärkung konnte das Signal wieder ohne Ausnahmen digitalisiert werden. Dadurch stieg die registrierte Rate des intensiven 17 keV Elektronenstrahls auf 160 kHz. Berücksichtigt man den Pile-Up Effekt, welcher die gemessene Rate reduziert, ergibt eine Abschätzung, dass die reale Rate größer als 200 kHz war. Sowohl die Pile-Up-Effekte, als auch die Energieverschiebungen führen zu einer Nichtlinearität zwischen gemessener und realer Ereignisrate. Das führt zu einer Reduktion der Sensitivität der Aktivitätsmessung und muss daher in einem Detektordesign für den Forward Beam Monitor Detector vermieden werden.

5.3.2.4 Langzeitstabilität der Elektronenkanone

Als Test des Aktivitätsmonitoring-Prinzips wurde eine Langzeitmessung an der Elektronenkanone durchgeführt. Es wurde eine Elektronenenergie von 8 keV gewählt und die Spulenströme so eingestellt, dass die registrierte Rate bei etwa 50 kHz lag. Jede der unmittelbar aufeinander folgenden Messungen dauerte 5 Minuten, womit bei jeder Messung

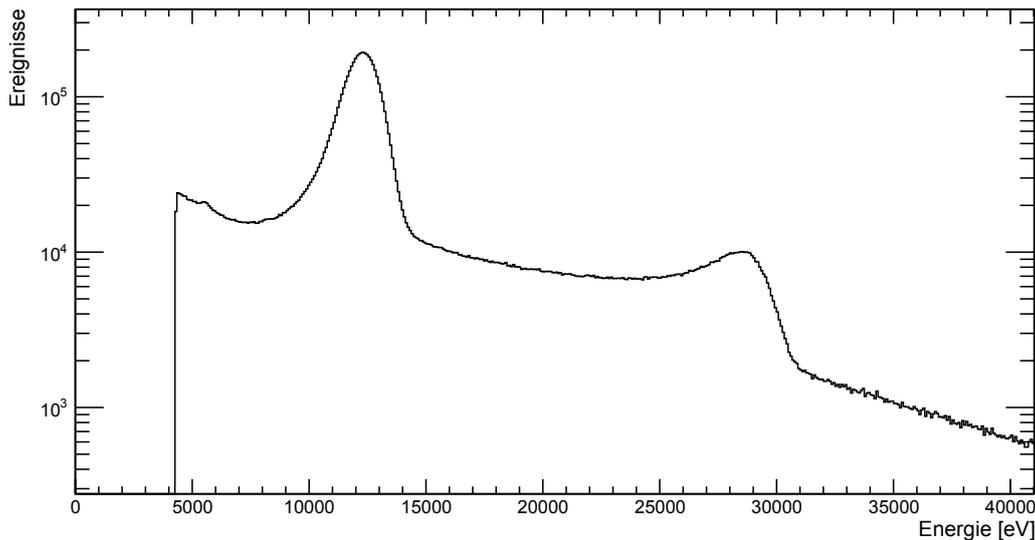


Abbildung 5.17: Spektrum mit hoher Ereignisrate (PIN) - Die gemessene Rate von 65000/s wurde mit 17 keV Elektronen erzielt. Durch die logarithmische Skalierung sind die Pile-Up-Effekte deutlich zu erkennen.

ungefähr $1,5 \cdot 10^7$ Ereignisse registriert wurden. Bei dieser Ereigniszahl liegt der relative statistische Fehler bei

$$\frac{\sigma_N}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = 0,26 \text{ ‰} \quad (5.15)$$

dadurch können systematische Fehler im Promillebereich nachgewiesen werden. Unter diesen Bedingungen wurden 56 unmittelbar aufeinanderfolgende Messungen durchgeführt.

Im Diagramm 5.18 ist die gemessene Aktivität über dem zeitlichen Verlauf der Messung dargestellt. Die Messergebnisse erlauben allerdings keine gesicherte Aussage über die Stabilität der E-Gun oder die Qualität der Aktivitätsmessung durch den Detektor. Quelle und Detektor können einen Anteil an den Aktivitätsvariationen auf kurzer Zeitskala und die langsame Drift zu steigender Aktivität haben. Bei der Elektronenkanone ist die Intensität der UV-Lampe zeitabhängig. Da die UV-Lampe erst 20 Minuten vor Messbeginn eingeschaltet wurde, ist mindestens eine Stunde lang mit der Erwärmung der UV-Lampe und damit verbunden einem Anstieg der Intensität zu rechnen. Bei Betriebstemperatur spezifiziert der Hersteller eine Abnahme der Strahlungsleistung von 0,3 ‰ pro Stunde. Zusätzlich könnte sich durch Änderungen der Magnetfeldstärken im Promillebereich die Position und Intensität des Elektronenstrahls ändern, obwohl die Magnetspulen von hochwertigen Lambda-Netzteilen versorgt werden.

Andererseits kann auch das Detektorsystem der Grund für die Varianz der registrierten Aktivität sein. Wie in Abschnitt 5.3.2.3 beschrieben können Pile-Up und Energieverschiebungen Einfluss auf die gemessene Aktivität haben. Zusätzliche Energieverschiebungen der registrierten Ereignisse sind auch durch Spannungsdrifts in FET oder Operationsverstärker möglich. Dadurch verändert sich die Zahl der registrierten Ereignisse knapp oberhalb des Schwellwerts der Datenerfassung.

Um dennoch eine quantitative Aussage über die Stabilität der Aktivitätsmessung machen zu können wird angenommen, dass die langsame Zunahme der Aktivität allein durch die Elektronenkanone verursacht wird. Deshalb wird bei der Berechnung der Aktivitätsänderung ausschließlich der Betrag der relativen Abweichung zwischen jeweils zwei aufeinanderfolgenden Messungen ausgewertet.

$$\frac{\sigma_N}{N} = 3,17 \pm 0,05 \text{ ‰} \quad (5.16)$$

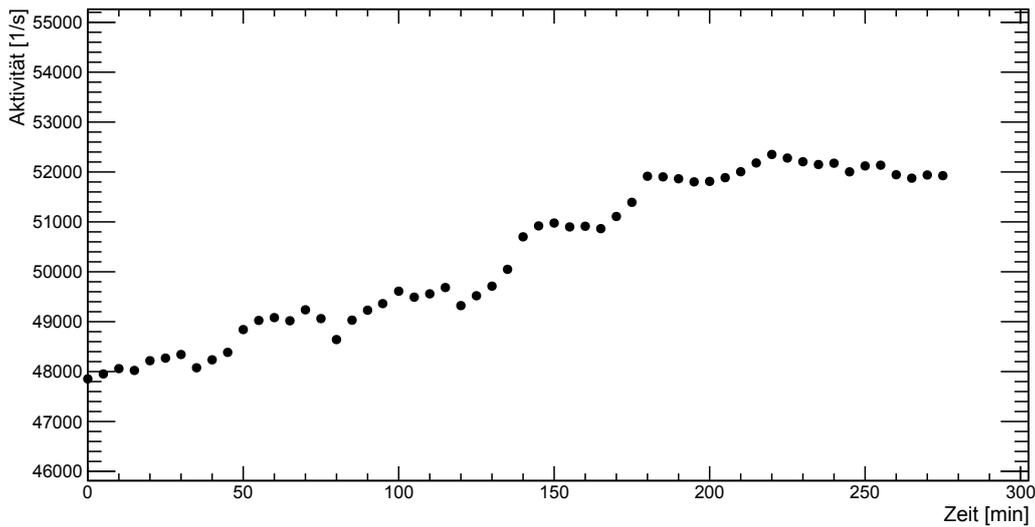


Abbildung 5.18: Aktivitätsmonitoring der Elektronenkanone - Die Langzeitmessung umfasst 56 Messungen mit einem Intervall von jeweils 5 Minuten

Im Mittel liegen die Aktivitätsschwankungen innerhalb der 5 Minuten Intervalle im Promillebereich. Die maximale kurzfristige Änderung ist mit 1,2 % allerdings groß. Es ist aber unklar, zu welchen Anteilen die Schwankungen durch die Quelle und durch den Detektor verursacht sind. Um diese Frage zu beantworten wäre eine hochstabile Quelle hoher Intensität notwendig, wie beispielsweise eine intensive radioaktive Quelle mit großer Halbwertszeit. Im Kapitel 7 wird eine kurze Analyse der erreichbaren Genauigkeiten durchgeführt.

5.3.2.5 Aktivitätsmessung über den DC-Offset

Der DC-Offset ist, wie bereits in den Abschnitten 4.3.1 und 4.5 beschrieben, ein Gleichspannungsanteil des Signals, der sich im Gleichgewichtszustand eines Static-Clear Vorverstärkers einstellt. Die Höhe des DC-Offsets ergibt sich einerseits aus einer temperaturabhängigen „Dunkelspannung“, welche sich am Verstärkerausgang durch den Dunkelstrom des Detektors ergibt und dem zeitlichen Verlauf der im Detektor deponierten Energie. Daher kann aus dem DC-Offset Information über die Quellaktivität, aber nicht über das Energiespektrum der Quelle, gewonnen werden. Der Vorteil des DC-Offsets liegt darin, dass die typischen unerwünschten Effekte der Aktivitätsbestimmung durch Pulsformung entfallen. So kann es weder zu Pile-Up Effekten kommen, noch dazu dass Ereignisse wegen Energie- oder Spannungsdrifts unterhalb eines Schwellwerts fallen. Die Herausforderungen der Methode bestehen in der Bestimmung der Dunkelspannung und der Umrechnung des DC-Offsets in die Ereignisrate.

Im PIN-Dioden Detektorsystem konnte der DC-Offset gleichzeitig und unabhängig von den spektralen Messungen gemessen werden. Die Dunkelspannung wurde bei nicht bestrahltem Detektor temperaturabhängig gemessen und bei weiteren Messungen vom DC-Offset subtrahiert. Zur Untersuchung der Messmethode wurde der 17 keV Elektronenstrahl gewählt, mit dem die höchsten Intensitäten erreicht wurden. Dabei wurde der DC-Offset zuerst bei niedrigen Ereignisraten kalibriert. Unter der Annahme von Linearität zwischen Rate und DC-Offset wurde festgestellt, dass etwa 2,5 kHz multipliziert mit dem DC-Offset in mV die Ereignisrate ergibt.

Da die kurzfristigen Schwankungen ebenfalls im Bereich von 1 mV lagen, konnte nur eine minimale Sensitivität und Messunsicherheit von 2,5 kHz erreicht werden. Im Rahmen dieser Messunsicherheit konnte die Zuverlässigkeit der Methode im Bereich niedriger Raten durch Vergleich mit den energieauflösenden Messungen bestätigt werden. Bei maximaler

Intensität wurde mit dem DC-Offset eine Rate von 212 ± 4 kHz gemessen, das entspricht einer relativen Unsicherheit von ≈ 1 %. Bei diesen Raten lässt sich das Ergebnis nicht mehr durch Integration des Energiespektrums überprüfen, da die spektrale Aktivitätsmessung durch die in Abschnitt 5.3.2.3 beschriebenen Effekte verfälscht wird.

Bei den Messungen wurden allerdings langsame Variationen der Dunkelspannung in der Größenordnung $O(10$ mV) festgestellt, so dass bereits nach wenigen Minuten die Dunkelspannung erneut gemessen werden musste um eine zuverlässige Aussage über die Elektronenrate zu erhalten. In der Theorie ist die Dunkelspannung lediglich von der Temperatur abhängig und besitzt keine bedeutenden zeitabhängigen Schwankungen. Ein direktes Auftreffen des Elektronenstrahls auf die offenliegenden Leiterbahnen und Kapazität des Vorverstärkers könnte allerdings zusätzliche Ladungen in die integrierende Verstärkerschaltung injizieren und damit den DC-Offset verschieben. Eine Aufladung der isolierenden Al_2O_3 -Keramik durch die auftreffenden Elektronen kann starke lokale elektrische Felder verursachen, die möglicherweise selbst nach Abschaltung der E-Gun einen Einfluss auf den DC-Offset haben. Eine geerdete, metallische Abschirmung für die Elektronik würde die genannten Effekte beheben.

Mit der hohen erwarteten Elektronenintensität an der Position des Forward Beam Monitor Detectors und einigen Optimierungen der Messmethode ließe sich die relative Unsicherheit der Aktivitätsbestimmung durch Messung des DC-Offsets unter 0,1 % verbessern. Dabei ist zu beachten, dass die Elektronenrate in KATRIN deutlich höher ist, aber die mittlere Elektronenenergie von etwa 6 keV kleiner als in diesen Testmessungen.

Falls die zeitabhängige Variation der Dunkelspannung nicht behoben werden kann, lässt sich die Dunkelspannung dennoch direkt messen, in dem der Detektor aus dem Elektronenflussschlauch gefahren wird. Insgesamt ist die Messmethode gut zur Aktivitätsüberwachung geeignet, aber ein Verzicht auf die spektralen Informationen würde die experimentellen Möglichkeiten des Forward Beam Monitor Detectors stark beschränken. Eine mögliche Lösung besteht in der Integration zweier Detektorsysteme, eines zur Messung der Energiespektren und eines zur Messung der Aktivität über den DC-Offset. Die jeweiligen Verstärkerschaltungen können dann auf die unterschiedlichen Messmethoden optimiert werden. Der MSD0013 Detektorchip würde sich aufgrund seiner sensitiven Fläche zur Aktivitätsmessung über den DC-Offset am Forward Beam Monitor Detector eignen.

6. Simulationen

6.1 Motivation

Um die Ergebnisse verschiedener Detektorsysteme zu verstehen, ist es hilfreich, die Ergebnisse theoretisch reproduzieren zu können. Da Detektoren, Elektronik und Datenerfassung ein komplexes System bilden, wobei einige Parameter wie das Rauschen oder die Teilchenquelle zufälliger Natur sind, eignen sich besonders Monte-Carlo-Simulationen um die Ergebnisse nachzubilden.

Im Rahmen des KATRIN Experiments wird mit KESS („KATRIN Electrons in Silicon Simulation“, [Ren10]) bereits eine Simulation entwickelt, welche die Interaktionen von niederenergetischen Elektronen in Silizium nachbilden soll. Dies ist beispielsweise wichtig, um Elektronen-Rückstreuung am Hauptdetektor simulieren zu können.

Im speziellen Fall des Forward Beam Monitor Detectors, dem einzigen Detektor im KATRIN Experiment, welcher das vollständige Tritium β -Spektrum bei hohen Raten spektroskopisch messen soll, ist eine solche Simulation nicht ausreichend. Wie im theoretischen Kapitel zur Detektortechnologie dargestellt und mit den Messungen verifiziert, werden am Forward Beam Monitor Detector mehrere Effekte eine wichtige Rolle spielen, die nicht durch den Detektor selbst, sondern durch die Verstärkerelektronik und das Datenerfassungssystem verursacht werden. Nur durch eine Simulation von Elektronik und DAQ lassen sich Effekte wie

- Pile-Up
- (Elektronisches) Rauschen und der damit verbundene Einfluss auf die Energieauflösung
- unterschiedliche Signalverläufe durch die Wahl des Verstärkers (Pulse-Reset oder Static-Clear)
- Einfluss der DAQ Einstellungen wie Shaping-Zeit und Threshold auf das Energiespektrum
- DC-Offset

korrekt simulieren. Dafür wurde die C++ Klasse KDES („KATRIN Detector Electronics Simulation“) geschrieben. Ausgangspunkt für die KDES Simulation war ein C-Programm [Ste09a], welches ein vereinfachtes Signal simuliert und mit den Filterfunktionen des IPE

Crates faltet. Im Abschnitt 6.2 werden das Funktionsprinzip der KDES Simulation, sowie der Einsatz der Klasse als Teil einer umfangreicheren Simulation, beschrieben. Anschließend wird in Abschnitt 6.3 überprüft, ob die Resultate der Simulationen die gemessenen Spektren reproduzieren können.

6.2 Funktionsweise

6.2.1 Simulation des Signals

Vor der Pulsformung muss das Signal simuliert werden, wie es ausgehend vom Verstärker Ausgang am Eingang des DAQ Systems anliegt. Dabei ergibt sich aus der Sampling-Geschwindigkeit des IPE Crates die Länge der elementaren Zeiteinheit, des „Zeitbins“ zu $t_{\text{Bin}} = 100 \text{ ns}$. Bei der Signalerzeugung werden Signaldaten für eine endliche Simulationslänge, angegeben in Zeitbins, erzeugt und gespeichert. Typische verwendete Simulationslängen betragen 100000 Zeitbins, das entspricht 10 ms Realzeit. Um die Zahl der Ereignisse zu erhöhen und dadurch die Statistik zu verbessern, muss der Vorgang von Signalsimulation und anschließender Pulsformung mehrfach durchgeführt werden. Die technischen Limitierungen von Bereich und Auflösung des ADCs werden bei der Signalerzeugung nicht simuliert, das heißt der Signalwert kann in jedem Zeitbin statt 4096 diskreter Werte einen Fließkommawert annehmen. Die Simulation des Signals geschieht schrittweise, wobei in jedem Zeitbin Beiträge durch Ereignisse, Rauschen und den verstärkerabhängigen Feedback-Verlauf (exponentieller Abfall beim Static-Clear Verstärker beziehungsweise Pulse-Reset im Falle eines Pulse-Clear Verstärkers) berechnet werden. Der Zahlenwert in jedem Zeitbin repräsentiert die Ladungen im Vorverstärkersystem. Dies ermöglicht es, Ereignisse in Form von Ladungspulsen und Rauschen in Form von Rauschladungen quantitativ vergleichbar zu berechnen.

Unter der Annahme, dass die Primärteilchenerzeugung in der Quelle der Poisson-Statistik genügt, lässt sich bei einer Aktivität A [1/s] die Wahrscheinlichkeit für n Ereignisse innerhalb eines Zeitbins als Poisson-Verteilung $P_\lambda(n)$ angeben. Dabei ist $\lambda = t_{\text{Bin}} \cdot A$ und

$$P_\lambda(n) = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda} \quad (6.1)$$

In der Simulation wird in jedem Schritt die Zahl n zufällig aus der Verteilung bestimmt. Bei einer Aktivität $A = 100 \text{ kHz}$ ist die Wahrscheinlichkeit für ein Zeitbin ohne Ereignis $P_{0,01}(0) \approx 99\%$ und die Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis erwartungsgemäß $P_{0,01}(1) \approx 1\%$.

Die jeweilige Ereignisenergie ist entweder konstant oder als Ergebnis einer frei definierbaren C++ Funktion gegeben. Eine Quelle mit konstanter Energie stellt eine perfekte Kalibrationsquelle dar und ermöglicht es, die Beiträge zum Rauschen zu untersuchen. Mittels der frei definierbaren Funktion lassen sich aber auch komplexere Quellen simulieren, welche der Verteilung eines bestimmten Spektrums folgen oder selbst Ergebnisse von Simulationen sind. Anschließend wird die deponierte Energie über die mittlere Anregungsenergie $w = 3,65 \text{ eV}$ von Silizium in Signalladungen umgerechnet.

Das Fano-Rauschen fügt im Falle eines Ereignisses eine gauß-verteilte Streuung der registrierten Energie mit $\sigma = \sigma_{\text{Fano}}$ hinzu. Das serielle Spannungsrauschen wird in jedem Zeitbin als gauß-verteilte Variation um den tatsächlichen Signalwert mit der Breite

$$\sigma_{N,U} = \sqrt{\sigma_{N,U_R}^2 + \sigma_{N,U_A}^2} \quad (6.2)$$

berechnet. Die Anzahl an Ladungen N_I , die während eines Zeitbins durch Leckströme erzeugt werden, folgen wiederum der Poisson-Statistik mit

$$\lambda = \frac{I_L t_{\text{Bin}}}{e} \quad (6.3)$$

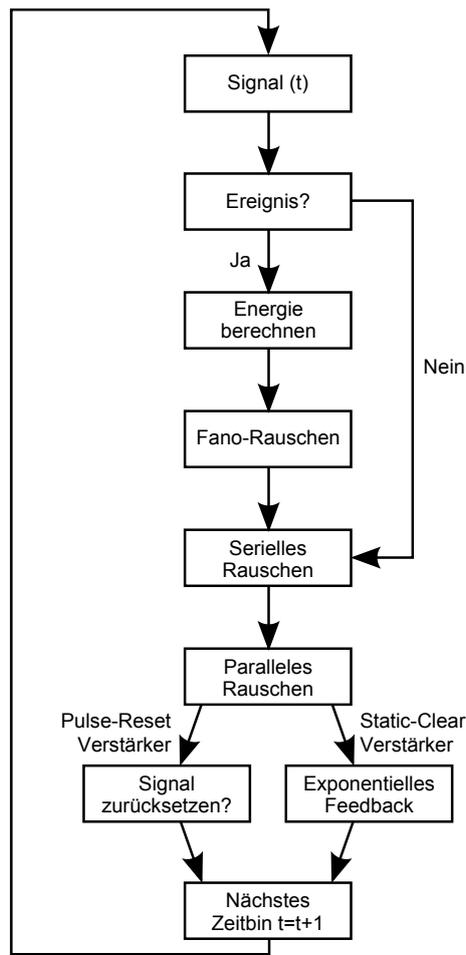


Abbildung 6.1: Schema der Signalsimulation

Das parallele Stromrauschen $\sigma_{N,I}$ ergibt sich nach Abschnitt 4.6.2.2 durch die zufällige Variation des Leckstroms gemäß der statistischen Verteilung. Im Gegensatz zum Static-Clear-Verstärker können die durch Leckstrom verursachten Ladungen beim Pulse-Reset Verstärker nicht abfließen und führen zu einem kontinuierlichen Anstieg des Signals. Niederfrequentes und pseudozufälliges Rauschen werden von der Simulation bisher nicht hinzugefügt.

Die Mechanismen zur Entfernung der gesammelten Ladungen müssen entsprechend Abschnitt 4.3.1 verstärkerabhängig berücksichtigt werden. Beim Pulse-Reset-Verstärker wird das Signal periodisch nach Ablauf der Zeit t_{reset} auf Null zurückgesetzt. Im Fall des Static-Clear-Verstärkers wird nach einem Ereignis der exponentielle Abfall des Signals abhängig von der Signalhöhe und der Feedback-Zeit simuliert. Nach einer hinreichend langen Simulationszeit erreicht der Static-Clear-Verstärker seinen Gleichgewichtszustand mit einer mittleren Signalhöhe. Dies entspricht dem bereits bekannten DC-Offset. Da es in den Simulationen sinnvoll ist, den Gleichgewichtszustand des Detektors zu simulieren, kann der Offset dem Signal zu Beginn der Simulation automatisch hinzugefügt werden. Zusätzlich kann zwischen Signalerzeugung und Pulsformung eine AC-Kopplung eingefügt werden, um beispielsweise die Filterung des DC-Offsets zu simulieren. Die AC-Kopplung wird als Hochpass mit einer definierbaren Zeitkonstante τ_{AC} simuliert und das Signal entsprechend angepasst.

6.2.2 Pulsformung

Die Pulsformung wird am simulierten Signal analog zur Beschreibung in Abschnitt 4.3.2 durchgeführt. Zuerst werden die notwendigen Filterfunktionen abhängig von Shaping-Zeit τ und Gap G erzeugt und gespeichert. Das differenzierte und das doppelt differenzierte Signal werden in einem Datenfeld gespeichert, welches ebenso lang ist wie das ursprüngliche Signal.

Der gefilterte Wert wird in jedem Punkt des Datenfeldes durch die Faltung des entsprechenden Signalwerts mit der Filterfunktion berechnet. Um die Zahl der Rechenschritte zwischen zwei aufeinanderfolgenden Punkten zu reduzieren, lässt sich die Faltung auch differentiell durchführen. Zur besseren Überprüfbarkeit der Resultate wird in den Simulationen die Kausalität vernachlässigt. Das bedeutet bei der Berechnung des differenzierten Signals im Zeitbin t_1 werden mit dem Zeitbereich $t_1 - \tau - 1, \dots, t_1 + \tau$ auch Werte berücksichtigt, die zeitlich nach t_1 liegen.

Nach der Berechnung des einfach und doppelt differenzierten Signals erfolgt die Suche nach Ereignissen. In dem einfach differenzierten Signal $S'(t)$ wird nach Werten gesucht, welche über dem Schwellwert T liegen. Innerhalb des zeitlichen Bereichs, in dem $S'(t) > T$ gilt, wird das Maximum des einfach differenzierten Signals gesucht, indem im doppelt differenzierten Signal $S''(t)$ nach einem $+ \rightarrow -$ Nulldurchgang gesucht wird. Sobald t_1 mit $S''(t_1) > 0$ und $S''(t_1 + 1) < 0$ gefunden ist, wird die Höhe des Peakmaximums $S'(t_1)$ in einem unkalibrierten Energie-Histogramm und der entsprechende Zeitpunkt t_1 in einem Ereignis-Histogramm gespeichert.

Das Ereignis-Histogramm dient zur Überprüfung der zeitlichen Verteilung der Ereignisse. Die entscheidenden Informationen enthält allerdings das Energie-Histogramm, wobei diese simulierten Spektren wie die experimentell erhaltenen Spektren kalibriert werden müssen.

6.2.3 Implementierung

Die Simulation nutzt neben den Standard-C++ Funktionen das Datenanalyse-Framework ROOT. Die beiden Filterfunktion, das simulierte Signal und die differenzierten Signale, sowie die Energie- und Zeitverteilung der Ereignisse werden in ROOT-Histogrammen gespeichert. Diese Ergebnisse und die verwendeten Parameter der Simulation können in eine ROOT-Datei geschrieben werden. Dies ermöglicht eine einfache Darstellung, Analyse und Weiterverarbeitung der Ergebnisse.

Zur Erzeugung von Simulationsdaten muss die KDES-Klasse von einem übergeordneten Programm gestartet werden. Nachdem eine Instanz der Klasse erstellt wurde, können folgende Methoden eingesetzt werden:

Ereignisenergie festlegen Die Signalenergie kann als konstanter Wert in eV angegeben werden. Alternativ kann die deponierte Energie aus einer definierten Funktion übergeben werden. Mit Hilfe dieser Funktion können nicht nur Energieverteilungen oder simulierte Energien verwendet werden, sondern auch der Zeitpunkt eines Ereignisses kann gesteuert werden.

Operationsparameter einstellen Zu den festzulegenden Operationsparametern zählen die Simulationslänge in Zeitbins, die Aktivität in 1/s und der Löschmechanismus des Vorverstärkers. Bei der Simulation eines Pulse-Clear-Verstärkers muss die Periodendauer zwischen zwei Löschvorgängen in Zeitbins angegeben werden. Ein Static-Clear-Verstärker definiert sich über seine Feedback-Zeit und die Option, den zu erwartenden DC-Offset bereits bei Simulationsbeginn hinzuzufügen.

Pulsformungsparameter einstellen Die Pulsformungsparameter entsprechen den verfügbaren Optionen des IPE-Crates. Festzulegen sind Shaping-Zeit, Gap und Schwellwert.

Rauschquellen definieren Zu den Rauschquellen zählen das Fano-Rauschen, das serielle und das parallele Rauschen. Das Fano-Rauschen ist eindeutig definiert und kann daher lediglich aktiviert oder deaktiviert werden. Die Standardabweichungen σ der seriellen und parallelen Rauschquellen können unmittelbar angegeben werden. Diese müssen allerdings auf das Rauschen innerhalb eines Zeitbins bezogen werden. Die Beiträge des elektronischen Rauschens können auch durch entsprechende Methoden der Klasse gemäß den Formeln aus Abschnitt 4.6.2.2 berechnet werden.

Filterfunktionen erzeugen Durch Aufruf der entsprechenden Methode müssen die Filterfunktionen vor der Pulsformung explizit erzeugt werden. Die notwendigen Pulsformungsparameter sind vorher festzulegen. Diese und alle zuvor genannten Methoden müssen nur einmalig ausgeführt werden, um ein Detektorsystem zu definieren. Dagegen können die Methoden zur Signalerzeugung und zur Pulsformung mehrfach aufgerufen werden um die Zahl der registrierten Ereignisse zu erhöhen.

Signal erzeugen Der Mechanismus zur Signalerzeugung entspricht der Beschreibung in Abschnitt 6.2.1. Bei einem wiederholten Aufruf der Methode wird das zuvor berechnete Signal gelöscht und anschließend neu erzeugt.

AC-Kopplung verwenden Vor der Signalverarbeitung lässt sich das Signal durch einen simulierten Hochpass zusätzlich anpassen. Dabei wird das Signal-Histogramm modifiziert. Die Zeitkonstante τ_{AC} der AC-Kopplung muss bei Aufruf der Methode in Zeitbins mitgegeben werden.

Pulsformung durchführen Der Mechanismus zur Signalerzeugung entspricht der Beschreibung in Abschnitt 6.2.2. Bei einem wiederholten Aufruf der Methode werden die zuvor berechneten Histogramme des einfach und doppelt differenzierten Signals sowie das Ereignis-Histogramm gelöscht und anschließend neu erzeugt.

Darüber hinaus können alle erzeugten ROOT-Histogramme ausgelesen werden. Die Flexibilität der Simulation wird dadurch erhöht, dass man beliebige Filterfunktionen einsetzen und die Dauer eines Zeitbins verändern kann. Für alle weitergehenden Anforderungen kann die KDES-Klasse modifiziert werden.

6.2.4 Integration von KESS

Die C++ Simulation KESS wurde mittels der frei programmierbaren Funktion zur Bestimmung der Ereignisenergie integriert. Dazu müssen lediglich die KESS-Header von „Run-Manager“, „Electron“ und „PrimaryTrackInfo“ sowie die vorab kompilierte Shared Library „libKESS.so“ eingebunden werden. Mit Hilfe von KESS kann die im sensitiven Volumen deponierte Energie genau berechnet werden, dabei werden die wichtigen Reflexions- und Totschicht-Effekte bei Elektronen berücksichtigt. In der Funktion zur Bestimmung der deponierten Energie wird im Falle eines Ereignisses ein Primärelektron mit vorgegebenen Parametern erzeugt und der KESS Simulation übergeben. Von allen Ergebnissen der Simulation wird dabei nur die im sensitiven Volumen deponierte Energie extrahiert und an die KDES Simulation zurückgegeben. Notwendige Parameter für die Simulation sind die Elektronenenergie, die Totschichtdicke und die Winkelverteilung der Elektronen.

Die Elektronenenergie ist bei einem Vergleich der Simulation mit Messergebnissen an einer Elektronenkanone bekannt. Die mittlere Totschicht eines Detektors kann gewöhnlich selbst durch den Hersteller nicht genau angegeben werden, auch wenn der verwendete Produktionsprozess eine entscheidende Rolle für die entstehende Totschicht spielt. Die Totschicht ist daher in den durchgeführten Simulationen ein freier Parameter, der im Bereich der zur erwartenden 100 nm variiert wird. Mit dieser Vorgehensweise ist es sogar möglich, eine Aussage über die Dicke der Totschicht zu machen, sofern die übrigen Parameter für

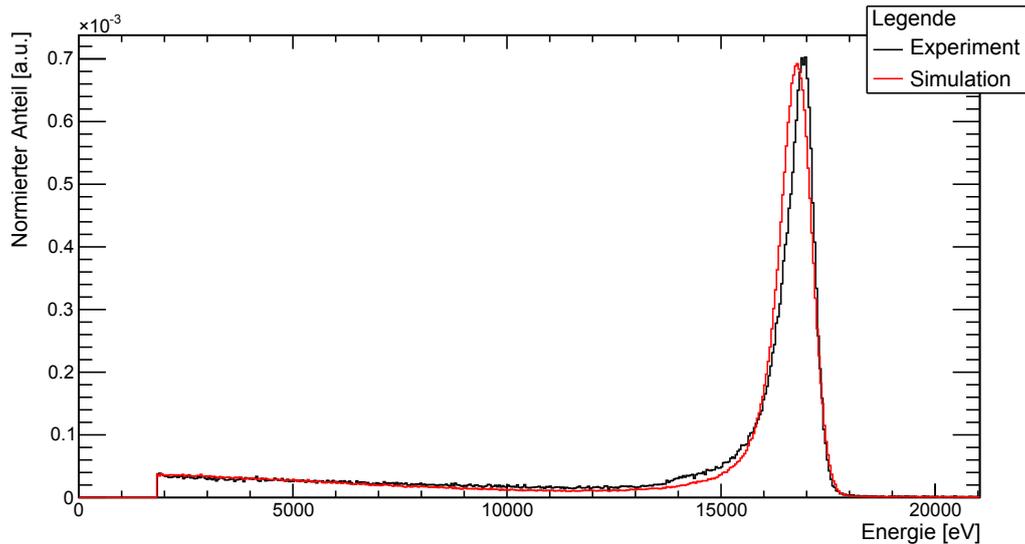


Abbildung 6.2: Vergleich von Experiment und Simulation mit 17 keV Elektronen
Bei einer Rate von 10 kHz zeigt sich eine weitgehend korrekte Simulation des niederenergetischen Untergrunds bei Elektronenspektren.

die Simulation bekannt sind. Die Winkelverteilung der Elektronen hängt wesentlich von der verwendeten Goldspitze ab (siehe Abschnitt 5.3.2.1). Bei Messungen mit der flachen Goldspitze wird von einem senkrechten Einfall der Elektronen auf die Detektoroberfläche ausgegangen. Bei der konvexen Goldspitze ist die genaue Winkelverteilung nicht bekannt. Es wurden einige Modelle entworfen, simuliert und mit experimentellen Daten verglichen. Die beste Übereinstimmung ergab sich dabei unter der Annahme, dass der Winkel θ zum Lot der Detektoroberfläche entsprechend einer Gaußkurve mit dem Mittelwert 45° und einer Standardabweichung von $22,5^\circ$ verteilt ist.

6.3 Vergleich mit den Messungen

Vor dem Vergleich der Elektronenspektren aus Experiment und Simulation wurden die Ergebnisse aus den Röntgenspektren verwendet, um die Rauschkomponenten der KDES Simulation anzupassen. Um die Beiträge durch serielles und paralleles Rauschen zur Energieauflösung richtig zu quantifizieren, wurden diese soweit möglich entsprechend Abschnitt 4.6.2 berechnet und zusätzlich mit Hilfe eines Speicher-Oszilloskops gemessen. Durch mehrere Simulationen bei verschiedenen diskreten Energien wurde eine Kalibrationsgerade für die Energie-Histogramme bestimmt.

Die Pulsformungsparameter Shaping-Zeit und Gap sowie die Operationsparameter Aktivität und Löschmechanismus sind durch die jeweiligen Messungen vorgegeben. Die Totschicht wurde als freier Parameter variiert und die Winkelverteilung der Elektronen als Gaußkurve um 45° angenommen. Die beste Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation ergibt sich bei dem Silizium-Driftdetektor mit einer angenommenen Totschichtdicke von $d_{DL} = 125 \text{ nm}$.

Die gemessenen und simulierten Energiespektren wurden mittels ihrer jeweiligen Kalibrationsfunktion in der Energieachse skaliert und unter Berücksichtigung der Binbreite auf eine Gesamtfläche von 1 normiert. Aufgrund der Normierung kann die Ordinate der Spektren nur noch einen relativen Anteil der Intensität angeben. Zusätzlich wurde der Effekt der Peak-Verschiebung beim Silizium-Driftdetektor (vergleiche Abschnitt 5.2.2.4) korrigiert. Die Abbildung 6.2 zeigt den Vergleich zwischen simuliertem und gemessenem Spektrum. Die Elektronenenergie beträgt 17 keV und die Ereignisrate 10 kHz. Bei dieser Rate spielen

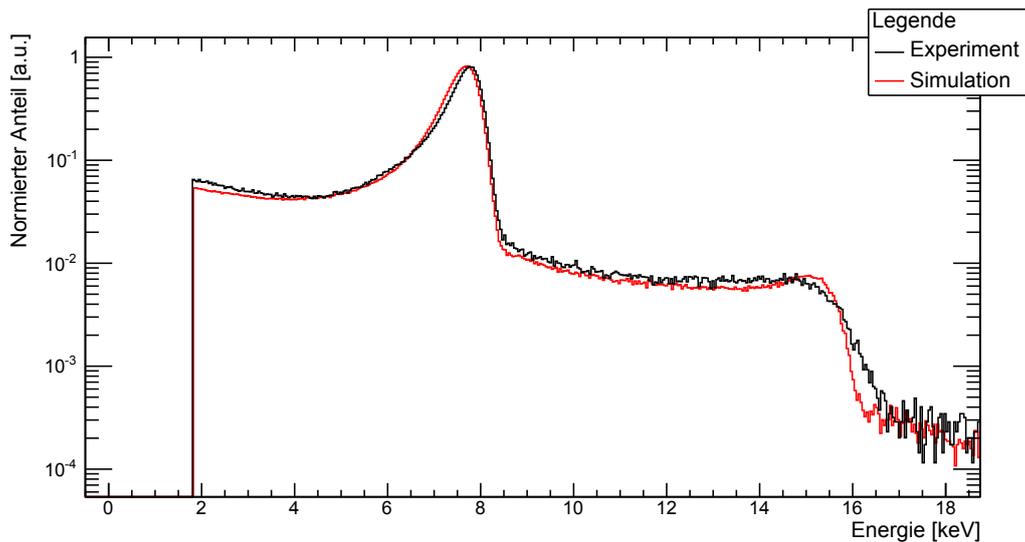


Abbildung 6.3: Vergleich von Experiment und Simulation mit 8 keV Elektronen
Bei einer Rate von 45 kHz zeigt sich bei logarithmischer Skalierung die korrekte Simulation von Pile-Up-Effekten.

Pile-Up Effekte keine bedeutende Rolle. Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass die Winkelverteilung der Elektronen und die Totschicht nur approximiert werden konnten, zeigen die Spektren eine akzeptable Übereinstimmung. Die horizontale Verschiebung des Signal-Peaks beträgt etwa 200 eV und liegt damit deutlich in dem 2σ Unsicherheitsbereich, der sich durch die experimentell bestimmte Kalibrationsfunktion ergibt. Im experimentellen Spektrum befindet sich im Energiebereich um 15 keV eine deutliche Erhöhung im Vergleich zum simulierten Spektrum. Diese Erhöhung könnte durch Sekundärteilchen verursacht sein, welche aus Performancegründen nicht mit KESS simuliert werden konnten.

In Abbildung 6.3 wurden Elektronenspektren mit 8 keV Energie und einer deutlich höheren Rate verglichen, um die Simulation von Pile-Up-Effekten zu überprüfen. Zur korrekten Nachbildung des Pile-Up Anteils muss die tatsächliche Elektronenrate bekannt sein. Die gemessene Rate von 30 kHz ist allerdings durch Pile-Up Effekte und reflektierte Elektronen deutlich geringer als die tatsächlich auftreffende Elektronenrate. In der Simulation wurde daher eine Quellaktivität von 45 kHz angenommen. Mit diesen Parametern wird das gemessene Spektrum durch die Simulation bestätigt. Die Pile-Up-Kante unterhalb der doppelten Elektronenenergie stimmt gut mit dem Experiment überein, dagegen ist ein Pile-Up-Peak nur in der Simulation zu erkennen. Die konstante Abweichung zwischen den beiden Spektren im Bereich von 9 bis 15 keV kann durch Unsicherheiten in der tatsächlichen Elektronenrate erklärt werden.

7. Integration des Monitordetektors

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung und Optimierung der Eigenschaften eines verfahrenbaren Monitordetektors für den Einsatz im KATRIN-Experiment. Zum Abschluss werden daher in diesem Kapitel die notwendigen Schritte zur Integration des Monitordetektors sowie mögliche Risiken, die sich dadurch ergeben können, beschrieben. In Abschnitt 7.1 werden erforderliche Erweiterungen am Manipulator beschrieben. Verschiedene Detektorsysteme werden in Abschnitt 7.2 auf ihre Tauglichkeit für die gegebenen Einsatzbedingungen analysiert. Im darauf folgenden Abschnitt 7.3 wird die erreichbare Messgenauigkeit des Monitordetektors abgeschätzt, sowie die mögliche Datenintegration in KATRIN beschrieben. Zuletzt wird in Abschnitt 7.4 eine Risikobewertung durchgeführt, in welcher mögliche Störungen des Experiments durch den Monitordetektor beurteilt werden sollen.

7.1 Erweiterung des Manipulators

Während der Entwicklung des Manipulators war für den Monitordetektor eine separate Messkammer vorgesehen. Nach Designänderungen am Aufbau des KATRIN-Experiments war diese Messkammer nicht mehr möglich, daher musste die Messposition des Monitordetektors in die kryogene Pumpsektion (CPS) verlegt werden [Sch08]. Dort muss, ausgehend von der geplanten Parkposition der Detektorspitze in einem Doppelkreuz, der Manipulator durch ein Ventil, ein T-Stück und die kryogene Abschirmung der CPS verfahren, um den Elektronen-Flussschlauch zu erreichen. Diese Gesamtstrecke von etwa 130 cm ist mit dem aktuellen Manipulator, dessen Verfahrensweg 65 cm beträgt, nicht möglich. Zur Abtastung des gesamten Flussschlauchs muss zusätzlich dessen Durchmesser von 15 cm überbrückt werden.

Ein verlängerter Manipulator befindet sich daher bereits in der Planungsphase. Der aktuelle CAD Entwurf ist 300 cm lang und besitzt einen Verfahrensweg von 150 cm. Nach den Erfahrungen mit dem aktuellen System wird erwartet, dass der neue Manipulator intern, unter Benutzung von Standardkomponenten, gefertigt werden kann. Dabei können Teile des aktuellen Manipulators verwendet werden, sofern dieser nicht an anderer Stelle eingesetzt wird. Durch die Verlängerung würde sich auch der Abstand von Motoren und Drehgebern zu den Spulen der CPS soweit vergrößern, sodass definitiv keine Störungen der Positionsteuerung durch Magnetfelder zu erwarten sind.

Besonders kritisch ist allerdings die mechanische Stabilität des Systems. In der Messposition ist der Balg nahezu vollständig komprimiert, dabei wirkt das Gewicht von Rohr und

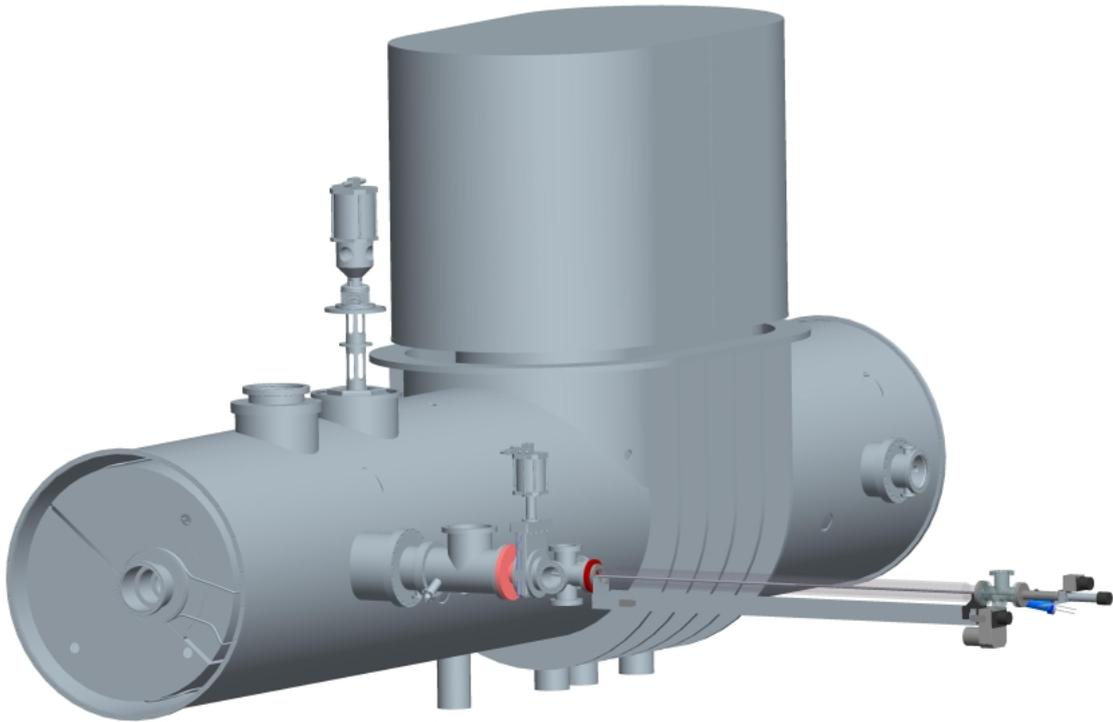


Abbildung 7.1: CAD-Modells des erweiterten Manipulators installiert an ein Modell der CPS. Dabei ist der notwendige verlängerte Verfahrweg durch das T-Stück und den kryogenen Schild deutlich zu erkennen.

Detektorhalterung mit einer großen Hebelkraft auf zwei eng aneinander liegende Stützpunkte (vergleiche Abbildung 7.2). Selbst wenn das Gewicht durch die Konstruktion getragen werden kann, kann die gewünschte Positioniergenauigkeit von $\Delta(x,y) < 50 \mu\text{m}$ bei diesen mechanischen Belastungen eventuell nicht mehr erreicht werden. Der verlängerte Hebelarm erfordert daher eine zusätzliche Stütze um die mechanische Belastung zu reduzieren. Die Stützposition sollte möglichst nahe an der Messposition liegen, beispielsweise im T-Stück, welches zwischen CPS und Manipulator installiert wird.

Außerdem wird die Vergrößerung des Balgs zu einer Erhöhung der Gaslast führen. Mit der Finalisierung des neuen Manipulatordesigns muss auch die Pumpleistung der Turbomolekularpumpe, welche am T-Stück installiert werden soll, angepasst werden um die erhöhte Gaslast zu kompensieren.

An der CPS angeschlossen muss um den Manipulator voraussichtlich eine Umhüllung („Second Containment“) konstruiert werden. Dies erfordern Sicherheitsregelungen für alle Tritium führenden Komponenten, obwohl an der entsprechenden Position in der CPS ein Tritiumpartialdruck von nur 10^{-17} mbar erwartet wird. Über ein Ventil kann der Manipulator von der CPS getrennt werden. Dabei muss ausgeschlossen werden, dass sich das Ventil schließen kann, wenn der Detektor nicht in der Parkposition ist. Dafür ist ein sogenannter „Interlock“ zwischen Manipulator und Ventil einzurichten. Dieser kann durch ein elektrisches Signal oder softwareseitig über die SlowControl (siehe Abschnitt 7.3) realisiert werden. Noch sicherer wäre allerdings die Verwendung eines manuell betätigten Ventils, welches sich auch in Störfällen nicht automatisch schließt.

7.2 Detektorsystem

Die Wahl des optimalen Detektortyps für den Forward Beam Monitor Detector ist durch die gegebenen Umgebungsbedingungen anspruchsvoll. Aufgrund der Intensität im Elektronenflussschlauch von etwa $1,6 \cdot 10^6 / (\text{mm}^2\text{s})$ würde eine sensitive Fläche von mehr als

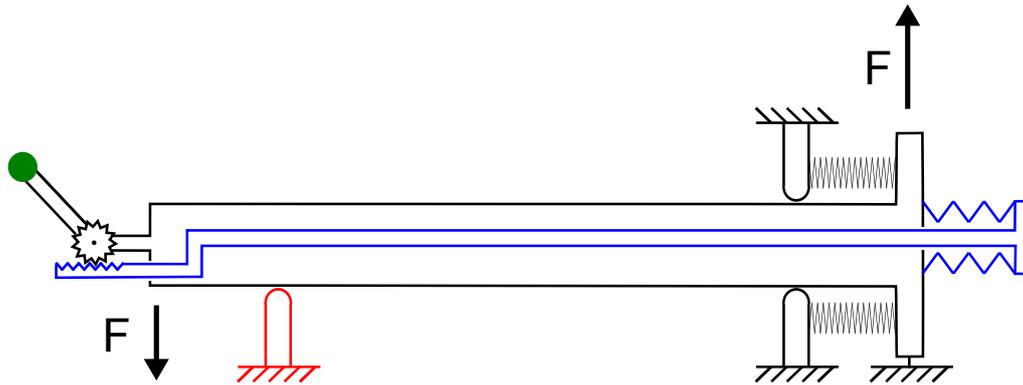


Abbildung 7.2: Mechanische Belastung bei ausgefahrenem Manipulator - Bei zwei nah aneinander liegenden Stützpunkten führt das Gewicht von Rohr und Halterung zu einer großen Hebelkraft. Dieser Effekt kann durch eine zusätzliche mechanische Stütze (rot) behoben werden.

0,1 mm² viel Pile-Up verursachen. Eine größere sensitive Fläche als 0,01 mm² ist zugleich notwendig, um in kurzer Zeit die geplante statistische Genauigkeit von 1 ‰ zu erreichen. Die letzte geometrische Bedingung betrifft den gesamten Detektor, der nicht mehr als 5 mm in den Flusschlauch hineinragen darf, um die Messungen des Hauptdetektors nicht zu beeinflussen. Die Dicke der Totschicht ist entscheidend für die Detektionsschwelle und den Anteil an Elektronen, die nicht mit vollständiger Energie registriert werden können. Der Anteil des Spektrums welcher in Abhängigkeit von der Detektionsschwelle gemessen werden kann wird in Abbildung 7.3 gezeigt. Deshalb sollte eine Totschicht von 50 nm oder dünner eingesetzt werden – eine Anforderung, die von Halbleiterherstellern wie Canberra, Micron Semiconductors oder Sintef erreicht werden kann. Eine bestimmte zu erzielende Energieauflösung ist für den Monitor-detektor nicht spezifiziert. Eine bessere Energieauflösung als 1 keV (FWHM) wäre definitiv erstrebenswert, da sonst die Aussagekraft des messbaren Energiespektrums gering ist. In den nachfolgenden Beschreibungen von Detektoren mit integrierter Verstärkung und einfachen PIN-Dioden basierten Detektoren sollen die verschiedenen Möglichkeiten für einen energieauflösenden Monitor-detektor vorgestellt werden.

7.2.1 Detektoren mit integriertem FET

Der in den Messungen eingesetzte Silizium-Drift-detektor gehört mit seinem DEPFET-Ausleseknotten zu den Detektoren mit integrierter Verstärkung. Zudem gibt es DEPFET-Pixel-Detektoren, in welchen Ladungsträger ohne Driftstrecken im Millimeterbereich zurücklegen zu müssen, zum inneren Gate gelangen. Mit diesen Detektortypen werden bereits bei Temperaturen um 0 °C Energieauflösungen von 200 eV (FWHM) und besser erzielt. Außerdem sind sie deutlich weniger anfällig gegen Störungen, wie beispielsweise Vibrationen. Auf den Einsatz eines ladungsempfindlichen Verstärkers kann im Allgemeinen verzichtet werden. Dadurch wird die Verstärkerelektronik vereinfacht, andererseits benötigen DEPFET Detektoren mehrere Versorgungsspannungen und spezielle Löscho- oder Signalauslesemechanismen.

Allerdings erfüllen die bisher entwickelten Detektoren die geforderten geometrischen Voraussetzungen nicht: Kommerziell verfügbare Silizium-Drift-detektoren besitzen eine minimale sensitive Fläche von mehreren mm², sowie eine großflächige Peripherie und sind daher zu groß. DEPFET-Pixel-Detektoren wurden bisher als Bestandteile großflächiger Arrays entworfen mit dem Entwicklungsziel mehrere cm² große sensitive Flächen zu erhalten. Die Kontaktierung und Auslese dieser DEPFET-Arrays beansprucht zusätzliche elektronische Peripherie. Während ein DEPFET-Array zu groß ist, ist ein einzelner DEPFET-Pixel mit

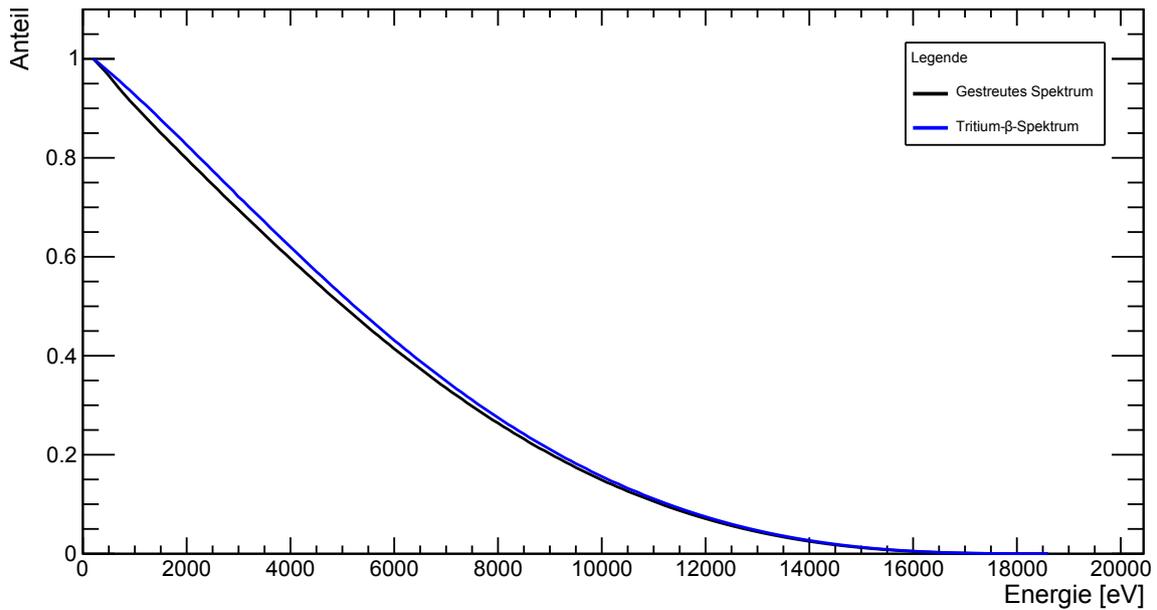
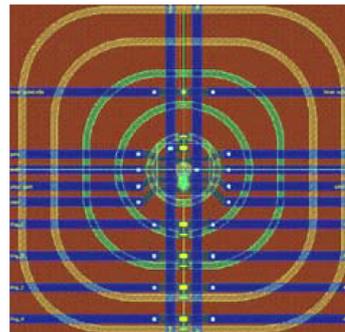


Abbildung 7.3: Relativer Anteil des messbaren Spektrums in Abhängigkeit von der Detektionsschwelle - für das Tritium- β -Spektrum und das durch inelastische Streuungen modifizierte Elektronenspektrum in Vorwärtsrichtung bei einer Säulendichte von $\rho d = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ (basierend auf Daten von [MG09]).

Abbildung 7.4: DEPFET Makropixel Diese Kombination aus DEPFET- und Silizium-Driftdetektor verfügt über 6 Driftringe und eine Fläche von $625 \mu\text{m} \times 625 \mu\text{m}$ (aus [MPI07])



einer maximalen Fläche von $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ an der Untergrenze für einen Einsatz als Monitordetektor.

Am besten werden die geometrischen Anforderungen durch sogenannte DEPFET-Makropixel erfüllt. Wie in Abbildung 7.4 zu sehen, bestehen diese Makropixel aus wenigen Driftringen und einem DEPFET-Ausleseknoten im Zentrum. Sie besitzen eine flexible sensitive Fläche im Bereich von $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ bis mehrere mm^2 [MPI07], werden jedoch bisher auch nur in Form von Detektor-Arrays produziert. Wie groß die Fläche der notwendigen elektrischen Peripherie für einen einzelnen Makropixel ist, lässt sich daher nicht einschätzen. Bei der Wahl des Monitordetektors müssen trotz der Vorteile eines integrierten FETs der erhebliche Produktionsaufwand für diese Detektoren berücksichtigt werden.

7.2.2 Detektoren mit externem FET

Ein Detektor basierend auf einer PIN-Diode, vergleichbar mit dem in Abschnitt 4.5 vorgestellten System, dagegen kann definitiv als Monitordetektor eingesetzt werden. Bei der Produktion einer maßgefertigten PIN-Diode können Größe der sensitiven Fläche sowie die absolute Größe des Detektors genau auf die Messbedingungen angepasst werden. Vor der Bestellung des MSD0013 wurden bereits erste Designüberlegungen für einen solchen Detektor angestellt und Verhandlungen mit möglichen Herstellern geführt. Auch hier ist

der Produktionsaufwand relativ hoch, aber eine PIN-Diode herzustellen erfordert dennoch deutlich weniger Prozessschritte als ein DEPFET-Detektor.

Die Messergebnisse die mit dem MSD0013 erzielt wurden und in Abschnitt 5.3 beschrieben sind, entsprechen noch nicht den Grenzen dessen, was mit einem optimierten PIN-Dioden basierten Detektor erreicht werden kann. Dennoch konnten mit dem MSD0013 Detektorchip, viele Erfahrungen gesammelt werden, um mit einem nachfolgenden Detektorsystem ähnlichen Typs eine deutlich bessere Energieauflösung und ein besseres Signal-zu-Untergrund Verhältnis zu erreichen. Bei einem neuen Detektorchip würde eine dünnere Totschicht zu einem verringerten Untergrundanteil durch Ereignisse partieller Ladungssammlung führen und die Detektion von Elektronen unter 5 keV ermöglichen. Außerdem würde die reduzierte sensitive Fläche die Anodenkapazität des Detektors senken und damit unmittelbar die Energieauflösung verbessern. Auch am Vorverstärker sind Optimierungen durch Verringerung der Streukapazitäten zwischen Detektor und FET, sowie die Verwendung eines rauschärmeren Feldeffekttransistors möglich. Dabei wird Ersteres hauptsächlich durch eine Verkürzung der Bonddrahtlänge ermöglicht, wodurch zugleich die Vibrationsempfindlichkeit des Detektors verringert wird. Da in diesem Design der Detektor nicht mehr für DC-Offset-Messungen, sondern ausschließlich für spektrale Messungen eingesetzt wird, kann die Zeitkonstante der AC-Kopplung auf 10^{-5} s reduziert werden. Dadurch wird der Effekt der Energieverschiebung bei hohen Raten (siehe Abschnitt 5.3.2.3) vermieden, weil das Signal sowohl bei hohen wie auch bei niedrigen Raten nach einem Ereignis sehr schnell abfällt. Zusätzlich ist eine geerdete, dünne Metallplatte zum Schutz der Elektronik für den Monitordetektor vorgesehen, wodurch mögliche Effekte wie die Ladungsträgerinjektion durch das Auftreffen der Elektronen auf die Leiterbahnen vermieden werden.

Bei Nutzung dieser Verbesserungsmöglichkeiten ist eine Energieauflösung von etwa 500 eV mit Röntgenstrahlung und eine Detektionsschwelle von 3 keV für Elektronen realistisch. Falls eine zusätzliche Aktivitätsmessung über den DC-Offset integriert werden soll, kann diese entweder durch einen separaten Chip wie den MSD0013 oder kombiniert mit dem energieauflösenden Detektor auf einem Chip realisiert werden.

7.3 Monitoring und Datenanalyse

7.3.1 Datenintegration

In Betrieb müssen die Daten des Monitordetektors analysiert und alle wesentlichen Informationen in die KATRIN Datenbanken übertragen werden. Die Daten werden nach der notwendigen Verarbeitungsgeschwindigkeit unterteilt:

- **Detektordaten** werden vom IPE Crate und ORCA verarbeitet. Dazu gehören beispielsweise die Daten des Hauptdetektors sowie des Forward Beam Monitor Detektors.
- **Sensordaten** werden vom Slow-Control-System (SCS) mit einer Abtastrate von voraussichtlich 1 Hz ausgelesen und gespeichert. Beispielsweise werden die Daten von Druck- und Temperatursensoren vom SCS verarbeitet.

Die spektralen Daten des Monitordetektors sollen von einem IPE v4 Crate im Histogramm-Modus erfasst werden. Die unverarbeiteten Histogramme sollten ebenso gespeichert werden wie die mittels der Kalibrationsfunktion skalierten Energiespektren. In weiteren automatisierten Analyseschritten könnte das Spektrum zusätzlich mit einem Fit des Endpunkts des Tritium- β -Spektrums kalibriert werden, um eine Drift des Spektrums zu korrigieren (siehe

Abschnitt 7.3.2). Alternativ kann auch die Elektronenkanone der Rear-Section zu Kalibration eingesetzt werden. Anschließend muss die registrierte Aktivität durch Integration des Spektrums berechnet werden und gemeinsam mit den Abweichungen von vorhergehenden Aktivitätsmessungen gespeichert werden. Durch die Verwendung des Histogramm-Modus können die Detektordaten wie die Slow-Control Daten mit einer Rate von maximal 1 Hz erfasst werden. Die exakte Vorgehensweise zur Speicherung und Verarbeitung der Detektordaten wird sich bei der weiteren Entwicklung des Monitordetektors entscheiden.

Im Slow-Control-System sollten Temperatur und Position des Detektors gespeichert werden. Im Falle einer Aktivitätsmessung über den DC-Offset müssen die aktuelle Offset-Spannung, die Offset-Spannung abzüglich der Dunkelspannung und die daraus berechnete Quellaktivität vom SCS gespeichert werden. Zusätzlich zum Vergleich mit vorherigen Messwerten sollte dann ein Abgleich der Aktivitätsmessungen über DC-Offset und über die Integration der Energiespektren durchgeführt werden.

Die Schnittstellen zur Speicherung der experimentellen Daten in der Datenbank sind noch nicht vollständig spezifiziert. In anderen Messungen, beispielsweise in Testmessungen am Vorspektrometer, wurden allerdings Daten aus LabVIEW und ORCA in die bisher existenten Datenbankstrukturen integriert. Da das aktuelle System ebenfalls bereits alle notwendigen Daten über LabVIEW und ORCA erfassen kann, sollte die Datenintegration in die künftigen Datenbanksysteme mit geringem Aufwand möglich sein.

7.3.2 Präzision der Aktivitätsmessung

Um systematische Fehler im KATRIN-Experiment durch eine unberücksichtigte Veränderung der Quellparameter wie Säulendichte oder Tritium-Isotopenreinheit in der WGTS zu vermeiden, muss der Monitordetektor in der Lage sein, Aktivitätsschwankungen der Quelle von 1 ‰ zu registrieren. Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben werden Änderungen der Quellparameter dann durch die Kombination mehrerer konkurrierender und komplementärer Messungen bestimmt und können in der Datenanalyse berücksichtigt werden. Im Folgenden wird eine möglichst präzise und umfassende Abschätzung der statistischen und systematischen Fehler für die Messung von Aktivitätsschwankungen durchgeführt.

Wichtig für die Analyse ist, dass mit dem Monitordetektor nicht die absolute auftreffende Teilchenrate gemessen werden kann. Die registrierte Rate hängt zugleich von externen Parametern und der Detektorantwort ab. Zu den externen Effekten zählen Instabilitäten der Magnetfelder in der Quelle oder am Ort des Detektors, Veränderungen der Säulendichte und Schwankungen der Isotopenreinheit. Dabei sind die Auswirkungen dieser Effekte im Detail ein wenig unterschiedlich:

- **Einfluss der Magnetfelder** Aus der Erhaltung des magnetischen Flusses folgt für die Elektronenstromdichte

$$J = \frac{dN}{dt dA} \propto \frac{B_D}{B_S} \quad (7.1)$$

mit einer magnetischen Flussdichte B_S im Bereich der WGTS und von B_D im Bereich des Detektors. Unter Berücksichtigung der Detektorfläche A_D ergibt sich die auftreffende Teilchenrate. Aufgrund der Proportionalität folgt, dass eine relative Schwankung der Magnetfeldstärke im Bereich der Quelle oder des Monitordetektors zu einer ebensogroßen relativen Schwankung bei der Aktivitätsmessung führt. Außerdem wird durch Änderung der Magnetfeldstärke im Detektorbereich die Winkelverteilung der Elektronen geringfügig geändert. Diese Winkelverteilung hat zwar Auswirkungen auf die Detektorantwort, wird aber gegenüber dem vorher beschriebenen Effekt vernachlässigbar sein. Insgesamt wird kein relevanter Einfluss der Magnetfelder erwartet, da die supraleitenden Magnete eine hohe Stabilität besitzen (vergleiche Abschnitt 2.2).

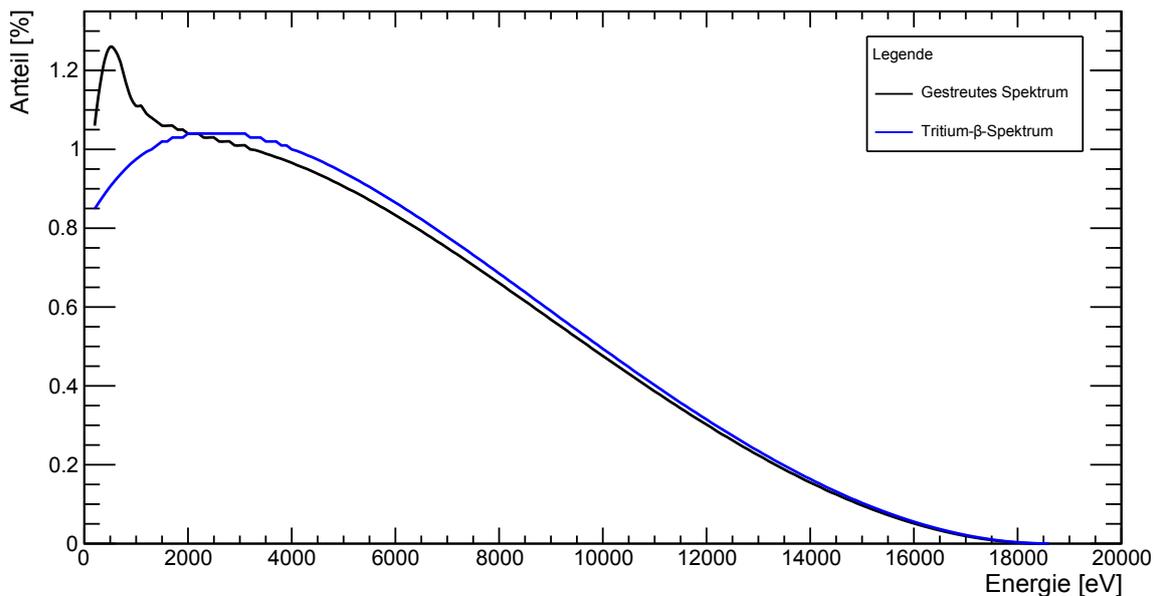


Abbildung 7.5: Einfluss der inelastischen Streueffekte auf das Tritium-Betaspektrum - Die Streueffekte führen zu einer deutlichen Verschiebung zu niedrigeren Energien (Binbreite 100 eV, basierend auf Daten von [MG09])

- **Einfluss der Tritium-Isotopenreinheit** Der Tritiumanteil in der WGTS überträgt sich unmittelbar auf die den Detektor treffende Teilchenrate. Relative Variation in ϵ_T führen zu einer ebensogroßen relativen Variation in der Aktivität.
- **Einfluss der Säulendichte** Eine Veränderung in der Säulendichte hat komplexe Auswirkungen auf die registrierte Aktivität. Bei konstantem Tritiumanteil führt eine Variation der Säulendichte zu einer Änderung der Quellaktivität und damit der Elektronenstromdichte. Gleichzeitig erhöht (senkt) sich die Wahrscheinlichkeit für inelastische Wechselwirkungen der Elektronen mit Gasmolekülen in der Quelle bei einer größeren (kleineren) Säulendichte. Wie Abbildung 7.5 zeigt, wird das Spektrum durch diese Wechselwirkungen zu niedrigeren Energien verschoben. Dies kann sowohl bei der Aktivitätsmessung über den DC-Offset wie auch über die Energiespektren zu einer nichtlinearen Beziehung zwischen Variationen der Säulendichte und den registrierten Schwankungen der Aktivität führen. Der daraus resultierende systematische Fehler wird für beide Messprinzipien separat untersucht.

Neben den genannten externen Einflüssen wird die registrierte Rate durch die Detektorantwort bestimmt. Die gemessene Aktivität kann unter anderem durch reflektierte Teilchen, Ereignisse unter dem Schwellwert und Pile-Up reduziert werden (siehe Abschnitt 4.6.1). Dabei ist zu beachten, dass die Detektion von Aktivitätsschwankungen nicht durch diese Effekte sondern durch deren Variation beeinflusst wird.

7.3.2.1 Energieauflösende Detektoren

Bei der Fehleranalyse von spektral messenden Monitor-detektoren wird davon ausgegangen, dass Untergrundereignisse durch Rauschen oder externe Teilchenquellen (z.B. kosmische Myonen) zu vernachlässigen sind. Dann ergeben sich folgende Quellen statistischer Unsicherheit:

- **β -Zerfall des Tritiums** Der radioaktive Zerfall, welcher die zu messenden Elektronen erzeugt, ist ein statistischer Prozess. Dieser genügt der Poisson-Statistik, das heißt nach N registrierten Ereignissen beträgt die absolute Unsicherheit $\sigma_N = \sqrt{N}$.

- **Zurück gestreute Elektronen** Der absolute Fehler bei N_{BS} zurück gestreuten Elektronen beträgt $\sigma_{N,BS} = \sqrt{N_{BS}}$.
- **Pile-Up** Durch Pile-Up wird zugleich ein statistischer und ein systematischer Fehler verursacht. Bei konstanter Rate kann auch der variierende Anteil an Pile-Up Effekten als Bernoulli-Prozess aufgefasst werden. Daher folgt auch hier bei N_{PU} Ereignissen eine statistische Unsicherheit von $\sigma_{N,PU} = \sqrt{N_{PU}}$.
- **Schwankungen um den Schwellwert** Abhängig von der Energieauflösung σ des Detektors können Ereignisse statistisch um den Schwellwert schwanken. Die Anzahl der entsprechenden Ereignisse N_{TH} wird durch einen $1\text{-}\sigma$ -Bereich um den Schwellwert im Elektronenspektrum abgeschätzt. Dann folgt $\sigma_{N,TH} = \sqrt{N_{TH}}$.

Als Beispiel betrachten wir einen Detektor, der 30 s lang misst, wobei trotz 20 % reflektierten Elektronen eine Rate von 40 kHz registriert wird, davon 5 % in Form von Pile-Up Ereignissen. Aufgrund seiner Energieauflösung von 1 keV variieren etwa 10 % der Ereignisse um den Schwellwert von 3 keV. Dann ergibt sich

$$\frac{\sigma_{\text{Stat}}}{N} = \frac{\sqrt{\sigma_N^2 + \sigma_{N,BS}^2 + \sigma_{N,PU}^2 + \sigma_{N,TH}^2}}{N} = \frac{\sqrt{1,2E6 + 3E5 + 6E4 + 1,2E5}}{1,2E6} = 1,08\text{‰} \quad (7.2)$$

Der statistische Fehler wird durch den radioaktiven Zerfall des Tritiums dominiert. Daher muss die Integrationszeit des Detektors etwas länger gewählt werden, als notwendig ist um 10^6 Ereignisse zu registrieren. Zusätzlich müssen folgende systematische Fehler berücksichtigt werden:

- **Drift der Verstärker** Eine zeitabhängige Verschiebung der vorhandenen Offset-Spannungen in den Verstärkergliedern, was in der Regel als „Drift“ bezeichnet wird, spielt aufgrund der differentiellen Pulsformung keine Rolle. Durch eine sich zeitlich verändernde Verstärkung des Signals im FET oder den Operationsverstärkern entsteht dagegen ein systematischer Fehler, weil die Anzahl der Ereignisse oberhalb des Schwellwerts variiert. Aus Abbildung 7.5 erkennt man, dass im Bereich typischer Detektionsschwellen von 2 keV bis 4 keV ein 100 eV breites Intervall etwa 1 % des Spektrums entspricht. Daraus folgt dass eine Verschiebung von 10 eV bereits einen systematischen Fehler von 1 ‰ verursachen kann. Die verwendeten Verstärker müssen deshalb auf ihr Driftverhalten überprüft werden. Durch einen Fit auf den Endpunkt des Spektrums lässt sich das Spektrum gegen eine Drift fixieren und ein neuer digitaler Schwellwert einsetzen. Der Histogramm-Modus des künftigen IPE Crates besitzt mit 2048 Bins [Ber09] eine ausreichend hohe Auflösung, um einen kleineren systematischen Fehler als 1 ‰ zu erreichen, falls der Fit des Spektrums auf die Genauigkeit eines Bins durchgeführt werden kann.
- **Einfluss der Säulendichte** Eine Änderung der Säulendichte beeinflusst nicht nur unmittelbar die Aktivität, sondern zusätzlich die Energieverteilung der Elektronen durch eine Veränderung der Streuwahrscheinlichkeit. Bei einer zunehmenden Säulendichte wird die Energieverteilung der Elektronen zu niedrigeren Energien verschoben. Dadurch fällt ein Bruchteil des Elektronenspektrums unter den Detektorschwellwert, das heißt es wird eine geringere Aktivität gemessen werden als erwartet. Auch bei einer Reduktion der Säulendichte verhält sich die gemessene Aktivität nicht linear zur realen Aktivität. Unter Verwendung der simulierten Elektronenspektren bei 10 %, 90 %, 99 %, 100 %, 101 % und 110 % der erwarteten Säulendichte wurde der Effekt überprüft. Bei einer angenommenen Detektorschwelle von 3 keV liegt der systematische Fehler aufgrund der Nichtlinearität bei $\sigma \approx 0,4\text{‰}$ bei einer Änderung der

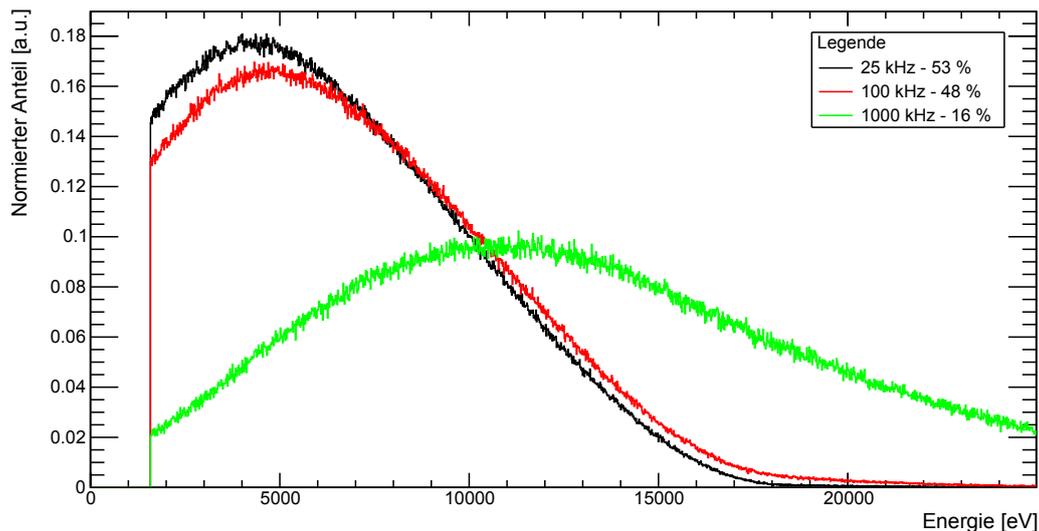


Abbildung 7.6: Simuliertes Spektrum des Monitordetektors für unterschiedliche Ereignisraten. Durchgeführt mit der gestreuten Energieverteilung der Elektronen und einer isotropen Winkelverteilung von 0° bis 19° . Der Detektor besitzt eine Energieauflösung von 700 eV (FWHM) und eine Totschichtdicke von 75 nm und die Pulsformung wird mit einer Shaping-Zeit von $1,6 \mu\text{s}$ durchgeführt. Zu den verschiedenen normierten Spektren ist auch die Detektionseffizienz angegeben.

Säulendichte um $\pm 1\%$. Da der Effekt bei kleineren Änderungen der Säulendichte abnimmt, ist davon auszugehen, dass eine Detektion von Aktivitätsschwankungen auf dem Promillelevel durch diesen Effekt nicht wesentlich beeinträchtigt wird.

- Pile-Up** Mit einem zunehmenden Pile-Up-Anteil nimmt die Linearität zwischen registrierter und realer Rate ab. Durch Verringerung von Pile-Up mittels niedriger Ereignisraten und kurzer Shaping-Zeiten lässt sich dieser Effekt minimieren. Ohne eine Reduktion der Pile-Up-Effekte wird allerdings nicht nur die Rate sondern auch das Spektrum verfälscht. Abbildung 7.6 zeigt eine Simulation des Energiespektrums des Monitordetektors bei verschiedenen Ereignisraten (basierend auf KESS und KDES, siehe Kapitel 6). Die Elektronenverteilung entspricht dem gestreuten Energiespektrum und die isotrope Winkelverteilung zwischen 0° und 19° wurde ebenfalls berücksichtigt. Die angenommene Totschicht von 75 nm wirkt sich insbesondere im niederenergetischen Bereich aus. So entsteht beispielsweise ein Maximum bei etwa 5 keV, obwohl das gestreute Energiespektrum selbst keinen Scheitelpunkt besitzt. Die Energieauflösung des simulierten Detektors beträgt etwa 700 eV (FWHM). Die Pulsformung geschieht mit einer Shaping-Zeit von $1,6 \mu\text{s}$. Bei niedrigen Raten wird nicht nur das Spektrum besser wiedergegeben, sondern auch ein höherer Anteil der auftreffenden Elektronen registriert. Nur Elektronen, die reflektiert werden oder zu wenig Energie im sensitiven Volumen deponieren und daher unter den Schwellwert fallen, reduzieren die Detektionseffizienz. Bei sehr hohen Raten, wie sie beispielsweise bereits bei einem Detektor mit einer sensitiven Fläche von 1 mm^2 zu erwarten wären, ist das Spektrum zu höheren Energien verschoben. Aufgrund der Pile-Up Effekte ist das Verhältnis registrierte Rate/auftreffende Teilchenrate deutlich kleiner als bei niedrigen Raten.

7.3.2.2 Integrierende Aktivitätsmessung

Bei dem Aktivitätsmonitoring über den gemessenen DC-Offset existieren durch das Fehlen von Pile-Up und einem diskreten Schwellwert weniger Fehlerquellen. Bei der Betrachtung

werden externe Teilchenquellen ebenfalls vernachlässigt. Es existieren folgende Beiträge zur statistischen Unsicherheit:

- **β -Zerfall des Tritiums** vergleiche Abschnitt 7.3.2.1
- **Zurück gestreute Elektronen** vergleiche Abschnitt 7.3.2.1
- **Stromrauschen** Nicht nur die Ereignisse, sondern auch alle weiteren Ladungsquellen in der Vorverstärkerschaltung tragen zum DC-Offset bei. Dies trifft auf Quellen von Stromrauschen zu und deren Ausmaß kann statistisch variieren. Allerdings verursachen selbst kleine Stromquellen von wenigen Picoampere bei einer Abtastrate des DC-Offsets von 1 Hz eine ausreichend große Zahl an Ladungsträgern, sodass deren relative Unsicherheit kleiner als 1‰ ist.

Der Vorteil des Messprinzips ist, dass die Ereignisrate nicht so limitiert werden muss wie bei energieauflösenden Detektoren. Mit einer sensitiven Fläche von wenigen mm^2 wird bereits nach einer Sekunde eine statistische Genauigkeit von $\sigma_{\text{Stat}} < 1‰$ erreicht. Deshalb ist dieses Messprinzip durch die folgenden systematischen Unsicherheiten limitiert:

- **Drift der Verstärker** Bei der Messung des DC-Offsets ergibt sich bereits durch die Verschiebung der Offset-Spannungen in den Verstärkergliedern ein unmittelbarer systematischer Fehler. Da die Drift überwiegend temperaturabhängig ist, lässt sich durch Messung des DC-Offsets ohne Bestrahlung des Detektors die Dunkelspannung temperaturabhängig messen und im Betrieb subtrahieren. Durch die Verwendung differentieller Operationsverstärker anstatt eines Feld-Effekt-Transistors kann der DC-Offset weitgehend unabhängig von äußeren Parametern stabilisiert werden [Wüs09]. Der Verstärker kann so ausgelegt werden, dass im Elektronenflussschlauch ein DC-Offset von 5 V erreicht wird. Dann muss die Drift unter 5 mV liegen, was technisch durchaus realisierbar ist. Eine weitere Möglichkeit zur Reduktion der Drift-Auswirkungen ist eine unmittelbare Messung der Dunkelspannung vor der Messung des DC-Offsets, indem der Detektor aus dem Flussschlauch gefahren wird.
- **Änderung der Säulendichte** Auch hier führen die beschriebenen Veränderungen des β -Spektrums durch die Säulendichte zu einer Nicht-Linearität der Aktivitätsmessung. Das liegt daran, dass die Höhe des DC-Offsets nicht durch die Ereignisrate sondern durch die deponierte Energie pro Zeiteinheit bestimmt wird. Analog zu Abschnitt 7.3.2.1 wurde die Abweichung von der Linearität zu 0,5‰ bei einer Änderung der Säulendichte von $\pm 1\%$ bestimmt. Dabei wurde als Näherung eine Detektorschwelle von 3 keV verwendet da sehr niederenergetische Elektronen die Totschicht des Detektors nicht durchdringen können und daher auch nicht zum DC-Offset beitragen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass energieauflösende Detektoren eine deutliche längere Integrationszeit benötigen, um eine ausreichend hohe statistische Genauigkeit zu erreichen, als Detektoren, welche die Aktivität über den DC-Offset messen. Bei beiden Messprinzipien lässt sich nur durch sorgfältiges Design ein systematischer Fehler erreichen der kleiner als 1‰ ist. Zur systematischen Überprüfung der Unsicherheiten sollten sowohl Monte-Carlo-Simulationen wie auch Messungen mit einer zuverlässig stabilen Quelle durchgeführt werden.

7.4 Risiken durch das Monitoring

Um den Forward Beam Monitor Detector vollständig zu bewerten, müssen auch mögliche Risiken durch seine Integration in das KATRIN-Experiment erkannt und überprüft

werden. Der Monitordetektor, welcher zusammen mit der Rear Wall und dem Hauptdetektor zu den wenigen Komponenten gehört, die physischen Kontakt zum Elektronenflussschlauch haben, kann durch Elektronenstreuung und Produktion von Röntgenphotonen das KATRIN-Experiment beeinflussen.

- **Elektronenstreuung in inneren Flussschlauch** Elektronen können an der Keramik und der Detektorhalterung elastisch oder inelastisch gestreut werden. Falls dadurch Elektronen von dem äußeren Flussschlauch, welcher nicht vom Hauptdetektor sondern lediglich vom Monitordetektor genutzt wird, in den inneren Flussschlauch gestreut werden, können die Messungen am Hauptdetektor beeinflusst werden. Unter der Annahme, dass die Position des Flussschlauchs stabil ist lässt sich der Einfluss dieses Effekts abschätzen: Der Zyklotronradius berechnet sich im Fall der maximalen, zum B-Feld transversalen, Energie von 18,6 keV zu

$$r_{\max} = \frac{\sqrt{2m_e E_T}}{eB} = 420 \mu\text{m} \quad (7.3)$$

bei einer magnetischen Flussdichte von $B_D = 1,1 \text{ T}$ am Ort des Detektors. Geplant ist mit dem Monitordetektor maximal 5 mm in den 7 mm breiten äußeren Flussschlauch einzudringen. Daraus folgt, dass Elektronen bereits aufgrund der Zyklotronbewegung unabhängig von der genauen Wechselwirkung grundsätzlich nicht in den inneren Flussschlauch streuen können.

- **Untergrund durch Produktion von Röntgenstrahlung** Durch den inversen Photoeffekt können die auftreffenden Elektronen Röntgenphotonen erzeugen. Diese können einerseits direkt den Hauptdetektor treffen oder auf den Monitordetektor zurückreflektiert werden und dadurch Untergrund erzeugen. Die Erzeugung der Röntgenphotonen wurde mit PENELOPE [SFVS09] simuliert. Die verursachten Untergründe wurden nur mittels Obergrenzen abgeschätzt. Bei der Simulation wurde eine Streufläche von 10 mm^2 aus Silizium oder Aluminium angenommen, welche von zufälligen Elektronen aus dem Spektrum von KATRIN mit einer Aktivität von $1,6 \cdot 10^6 \text{ Hz}$ getroffen wird. Dabei lag die maximale Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines Sekundärphotons bei $0,84 \pm 0,03 \%$.

Unter Berücksichtigung der sehr kleinen Wahrscheinlichkeit, den Hauptdetektor mit einer Fläche von 63 cm^2 in einem Abstand von 33 m zu treffen wird eine Rate von weniger als 0,2 mHz erwartet. Für diese Abschätzung wurde direkter Sichtkontakt zwischen Monitordetektor und Hauptdetektor angenommen. Betrachtet man zusätzlich die Energieverteilung der produzierten Röntgenstrahlung und die Tatsache, dass der Hauptdetektor alle Ereignisse unter 14 keV definitiv als Untergrund abtrennen kann, reduziert sich die auf unter $1 \mu\text{Hz}$. Daher wird der Röntgenuntergrund verursacht durch den Monitordetektor die Messung nicht beeinflussen.

Die Photonen können allerdings auch an den umgebenden Edelstahlwänden auf den Monitordetektor zurück reflektiert werden. Dieser Effekt wird durch die geringe Reflexionswahrscheinlichkeit für Röntgenphotonen von maximal 3,5% und die kleine Fläche des Detektors reduziert. Die pessimistische Abschätzung für den röntgeninduzierten Untergrund geschieht unter der Annahme, dass der Detektor eine sensitive Fläche von 1 mm^2 und einen Abstand zu den umgebenden Wänden von lediglich 5 cm besitzt. Dadurch ergibt sich eine maximale Untergrundrate von 0,5 mHz welche im Verhältnis zur geplanten Ereignisrate von mehreren kHz vernachlässigbar ist.

Zusammenfassung und Ausblick

Seit der Etablierung der Flavouroszillationen als physikalische Eigenschaften der Neutrinos ist bekannt, dass Neutrinos eine endliche Ruhemasse besitzen. Bisher gelang allerdings weder bei Elektron-, Myon- noch Tau-Neutrino die Bestimmung der absoluten Neutrinomasse. Das KATRIN-Experiment wird durch die kinematische Untersuchung des Tritium- β -Zerfalls eine, im Vergleich zu den entsprechenden Vorgängerexperimenten, um Faktor 10 verbesserte Sensitivität erreichen. Dafür müssen alle Parameter, die zu systematischen Fehlern führen können, äußerst stabil sein. Zu den besonders kritischen Parametern zählt dabei die Aktivität der hochintensiven Tritiumquelle WGTS. Relative Schwankungen der Quellaktivität ab 0,1% können durch einen Monitordetektor in der kryogenen Pumpstrecke CPS gemessen werden, welcher die WGTS permanent überwachen soll ohne die Messungen von KATRIN zu beeinflussen. Durch die Vereinigung der Messergebnisse verschiedener Monitoringsysteme können die Eigenschaften der WGTS bestimmt und in der Auswertung berücksichtigt werden.

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung und Optimierung dieses Monitordetektors. Dabei sollte der Detektor hinsichtlich seiner Energieauflösung und seiner Fähigkeiten bei der Aktivitätsmessung durch Bestrahlung mit niederenergetischen Elektronen charakterisiert werden. Installiert wird der Detektor an einem Manipulator, wodurch ein Teilchenstrom mit ausgedehnter Fläche, punktweise gemessen werden kann. An dem Manipulator konnten einige wesentliche Verbesserungen bei der Positionssteuerung und der Temperaturregelung erzielt werden. Speziell die zuverlässige, automatisierte Abrasterung einer Kreisfläche wurde an der Elektronenkanone intensiv eingesetzt. Die Detektorkühlung erfolgt nun über eine in LabVIEW umgesetzte digitale Regelung. Mit dieser wird die eingestellte Solltemperatur schnell erreicht und auf $\pm 1,5$ K stabil gehalten. Mit Ausgasratenmessungen wurde bestätigt, dass das künftige Elektronikdesign mit SMD-Bauteilen auf Aluminiumoxidkeramiken den UHV-Ansprüchen von KATRIN genügt.

Entscheidend für die Funktionsfähigkeit des Monitordetektors wird in erster Linie die Qualität des verwendeten Detektors sein. Die Höhe des Signalrauschens entscheidet nicht nur über die Energieauflösung, sondern auch über die Energieschwelle, welche Teilchen benötigen um detektiert zu werden. Die halbleiterbasierte Detektion niederenergetischer Elektronen ist anspruchsvoll, da die Detektoren dafür ein möglichst dünnes Eintrittsfenster besitzen müssen. Diese auch als Totschicht bezeichnete Detektoreigenschaft sollte für den Monitordetektor nicht wesentlich mehr wie 100 nm betragen. Für die Messungen wurde ein Silizium-Drift-detektor und ein PIN-Dioden-basierter Detektorchip eingesetzt.

Mit dem Silizium-Drift-detektor wurden einige erfolgreiche Optimierungsschritte durchgeführt, um das elektronische Rauschen zu verringern. Die Kalibration wurde mit Röntgenphotonen durchgeführt. An der Elektronenkanone konnten minimale Elektronenenergien bis 2 keV und maximale Raten von 50 kHz gemessen werden. Die typische Energieauflösung lag bei $\sigma = 700$ eV (FWHM). Im Energiebereich von 4-18 keV wurden ortsauflösende Scans der Aktivität durchgeführt. Parallel zu den Messungen mit dem Silizium-Drift-detektor wurde das neue Detektordesign mit dem PIN Diodenchip entwickelt. Die Verstärkerelektronik wurde so ausgelegt, dass die Aktivitätsmessung nicht nur aus der gemessenen Rate

an Einzelereignissen, sondern auch über eine Strommessung der PIN-Diode erfolgen kann. Dieser Detektor wurde ebenfalls mit Röntgenquanten kalibriert und an der Elektronenkanone betrieben. Die typische Energieauflösung lag bei $\sigma = 1,4 \text{ keV}$ (FWHM) und die minimale messbare Elektronenenergie bei 4 keV . Bei Aktivitätsmessungen von bis zu 210 kHz konnte auch die Strommessung erfolgreich eingesetzt werden.

Um die Daten mit ROOT analysieren zu können mussten die Messdaten des Datenerfassungsprogramms ORCA dekodiert werden. Der dafür ausgelegte OrcaRoot-Decoder wurde an die Struktur der Messdaten angepasst. Ein weiteres Programm diente zur Fusion der Messdaten, die anschließend mit ROOT analysiert wurden. Um die Messungen verifizieren zu können wurde eine Monte-Carlo Simulation entwickelt, welche das Rauschen und das Verhalten der DAQ nachbildet. Durch die zusätzliche Integration einer Simulation der Wechselwirkungen von Elektronen in Silizium konnten die gemessenen Elektronenspektren bei verschiedenen Raten und Energien reproduziert werden.

Auf der Grundlage der gewonnenen Erkenntnisse kann das Design für den Monitordetektor finalisiert und umgesetzt werden. Eine kompaktere Version der Vorverstärkerelektronik und ein Stecksystem für eine einfache Auswechslung des Detektors befinden sich bereits in der Entwicklung. Die Installation von Heizwiderständen oder Hall-Sensoren kann in der nächsten Version der Vorverstärkerelektronik hinzugefügt werden. Ein Schutz der empfindlichen Detektorelektronik ist notwendig und wird sich in Form einer dünnen Metallabschirmung einfach realisieren lassen.

Mit entsprechend kompaktem Design der Elektronik ließen sich auf dem finalen Monitordetektor zwei Detektoren integrieren. Dabei würde ein Detektor die Aktivität strombasiert messen und der andere ereignisbasiert. Für die strombasierte Aktivitätsmessung kann die bereits verfügbare PIN-Diode eingesetzt werden und die Verstärkerelektronik auf die Strommessung optimiert werden. Für den ereignisbasierten Detektor und die notwendige Elektronik existieren bereits Entwürfe die in Kooperation mit einem Hersteller von Halbleiterdetektoren umgesetzt werden müssen. Durch das duale Detektorsystem kann zugleich die Aktivität der WGTS in einer Sekunde mit statistischer Promillegenaugigkeit gemessen werden und das Energiespektrum aufgenommen werden. Für die Integration in das KATRIN-Experiment ist allerdings auch noch eine Erweiterung des Fahrwegs des Manipulators notwendig, um den kryogenen Schild der CPS überbrücken zu können.

Anhang A

LabVIEW Programme

A.1 Positionssteuerung

Die Positionssteuerung in LabVIEW basiert auf 3 eigenständig lauffähigen Programmen (main VIs) und mehreren sogenannter sub VIs, welche elementare Funktionalitäten zur Verfügung stellen.

Manuelle Steuerung („Steuerung v21.vi“, main VI) Ermöglicht eine manuelle Positionssteuerung. Der COM-Port der Motorsteuerung kann festgelegt werden. Positionsdaten werden als (x,y)-Werte angegeben, graphisch angezeigt und können in einer Textdatei gespeichert werden. Aktuelle Position kann als (0,0)-Position definiert werden. Falls die Software den Kontakt zu einem Endschalter erkennt, kann die Steuerung wieder um einige Millimeter vom Endschalter wegfahren. Neben der Ansteuerung einer beliebigen (x,y)-Position, ist die Ansteuerung einer zuvor definierten Parkposition oder Initialposition möglich. Mit dem Feld „Automatikmodus“ lässt sich die automatische Steuerung starten.

Automatiksteuerung („Automatik.vi“, main VI) Startet eine kreisförmige Abtastung um die aktuelle (0,0)-Position. Dabei können Kreisradius, Schrittweite und Messdauer pro Messposition vorgegeben werden. Die Automatiksteuerung führt die Fahrbefehle durch und stoppt die Messungen via TCP/IP. Für die TCP/IP Kommunikation wichtige Parameter (IP-Zieladresse, Port, Timeout) können eingestellt werden und das Kommunikations-Protokoll wird angezeigt. Die Positionsdaten werden numerisch und graphisch ausgegeben und können in einer Textdatei gespeichert werden. Zusätzlich geben eine Anzeige die verbleibende Zeit bis zum nächsten Messschritt und ein Zähler die Nummer der Messung an.

Parameterüberwachung („Paramueberwachen.vi“, main VI) Programm für Entwicklungszwecke. Gibt eine Reihe wichtiger Parameter explizit an und erlaubt Fahrbefehle mit expliziter Angabe in Motorschritten. Auch hier kann der COM-Port explizit gesetzt werden.

RS232 Kommunikation („Schrittmotor.vi“, sub VI) Ermöglicht die Kommunikation mit der Schrittmotorsteuerung. Benötigt den Befehlstring ohne Steuerzeichen und gibt den Antwortstring bereinigt von Steuerzeichen zurück.

TCP/IP Kommunikation („OrcaTCPIP.vi“, sub VI) Ermöglicht die Kommunikation mit dem Messprogramm ORCA. Kann eine bereits geöffnete TCP/IP Verbindung verwenden oder automatisch eine neue öffnen. Kann zum starten und stoppen der Messung eingesetzt werden oder durch einen booleschen Schalter deaktiviert werden. Kann beim Remote-Start zusätzlich eine beliebige Anzahl an Fließkommawerten senden. Dafür ist jeweils ein Wertname und ein diskreter Wert erforderlich. Diese Informationen werden in ORCA als „sub-Run Comments“ eingebunden und können mit einem angepassten Orcaroot-Decoder in die ROOT-Dateien übertragen werden. Diese Funktion wird beispielsweise zur Speicherung der Positionsdaten eingesetzt.

Globale Variablen („MyGlobalVariables.vi“, sub VI) Zur Speicherung aller Werte die von mehreren virtuellen Instrumenten zugänglich sein müssen. Dazu gehören die Offset-Werte, welche die Absolutdrehgeber an der (0,0)-Position besitzen. Auch die Kommunikationsparameter (COM-Port, IP-Adresse und Port), sowie der maximal ansteuerbare Messradius sind dort gespeichert. Die Umrechnungsparameter von Drehgeberschritten bzw. Motorschritten in Grad oder Millimeter wurden aus den geometrischen Gegebenheiten berechnet und ebenfalls als globale Variablen gespeichert. Die Positionierungstoleranz kann in Motorschritten angegeben werden.

Positionsberechnung („Motorposition.vi“, sub VI) Berechnet die aktuelle Detektorposition aus den Drehgeberwerten in (x,y)-Koordinaten. Gibt sowohl die (x,y)-Position wie auch die Werte der Absolutdrehgeber zurück.

Motorsteuerung („Motorsteuerung.vi“, sub VI) Fährt den Detektor zur angegebenen (x,y)-Position. Dazu wird die Zahl der benötigten Motorschritte berechnet um von der aktuellen Position die Zielposition zu erreichen. Dieser Schritt wird solange wiederholt bis die Positionsabweichung innerhalb der vorgegebenen Toleranzgrenzen liegt. Beim Aufruf des sub VIs kann auch ein „Offset-Drive“ durchgeführt werden. Das entspricht einer relativ zur Zielposition um einige Millimeter versetzte Position. In der manuellen und der automatischen Steuerung wird der Offset-Drive genutzt um das mechanische Spiel auszugleichen.

Sicherheitsfunktionen („Sensorabfrage und Stop2.vi“ und „EndschLoesen.vi“, sub VI) Beim Aufruf des sub VIs „Sensorabfrage und Stop2.vi“ fragt dieses die Zustände aller Endschalter ab. Wurde ein Endschalter aktiviert, werden die Motoren gestoppt. Dadurch ist es möglich mit dem sub VI „EndschLoesen.vi“ den Manipulator softwareseitig wieder von den Endschaltern zu lösen. Versagen die softwareseitigen Sicherheitsfunktionen, öffnen die Endschalter in einer weiteren Schaltstufe ein Relais und trennen die Schrittmotoren so vom Netzteil. Dann muss zuerst das Relais geschlossen werden, um den Manipulator in den erlaubten Bewegungsbereich zurückzufahren.

A.2 Temperaturregelung

Die Temperaturregelung geschieht digital mittels LabVIEW, wobei ein Multimeter und ein Netzteil per RS232 angesteuert werden. Mit dem Multimeter wird der Widerstandswert des Pt1000 über eine Vierpunktmessung ausgelesen. Über den Strom des Netzteils wird die Verdampfungsleistung im Stickstoffbehälter festgelegt. Das LabVIEW-Programm basiert dabei auf folgenden Komponenten:

Hauptprogramm („0_Hauptprogramm_Temperaturregelung.vi“, main VI) Koordiniert die Gerätekommunikation und die Regelung. Die COM-Ports zu Netzteil und Multimeter können hier festgelegt werden. Nach dem Start des Programms wird der Heizstrom so geregelt, dass die vorgegebene Solltemperatur erreicht wird. Der maximale Heizstrom ist dabei auf 6 A begrenzt. Die Detektortemperatur wird explizit angegeben, in einem zeitabhängigen Graph dargestellt und kann zusätzlich in einer Textdatei gespeichert werden.

Widerstandsmessung („Digitalmultimeter_8808A_Temp_subVI.vi“, sub VI) Führt die RS232-Kommunikation mit dem Tischmultimeter Fluke 8808A durch. Erfordert als Parameter den verwendeten COM-Port. Wertet den Antwortstring des Multimeters aus und gibt den jeweiligen Wert und die Dimension der Messung aus. Zusätzlich wird die äquivalente Temperatur in °C für einen Pt1000 Widerstand berechnet.

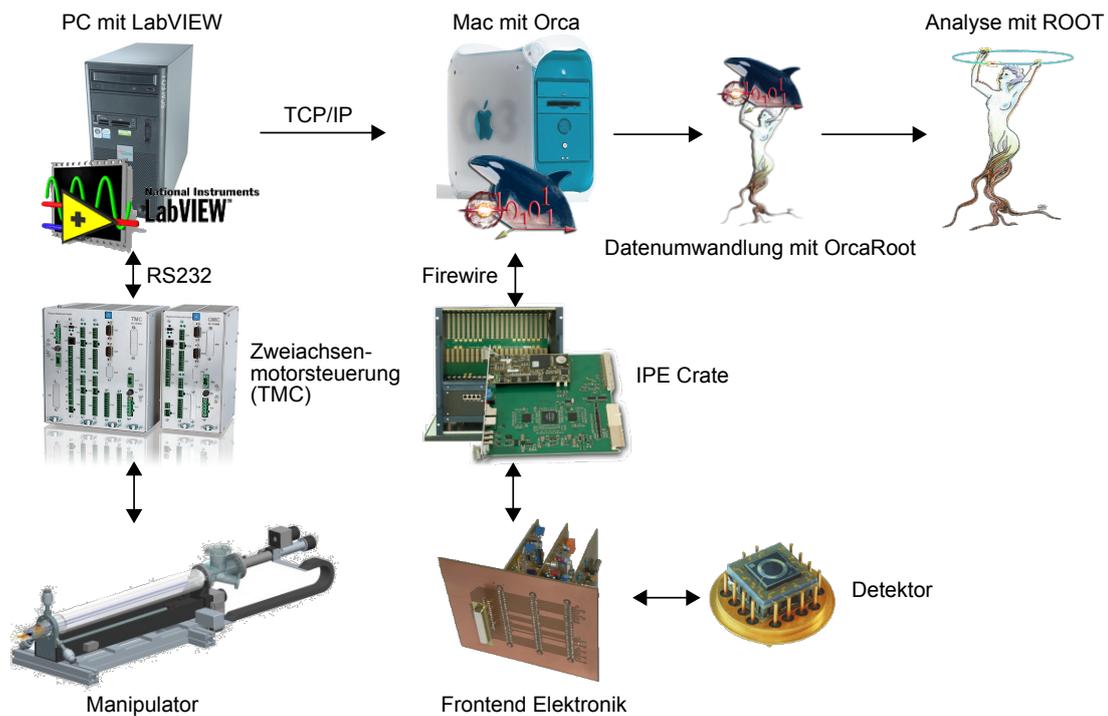


Abbildung A.1: Kommunikationsschema der Steuerung und der Datenfluss

Heizstromeinstellung („SDP.llb“, sub VI) Die mitgelieferte LabVIEW Library für das Netzteil ermöglicht alle Einstellungen des Netzteils über RS232 fernzusteuern. Dies wird genutzt um den Ausgang des Netzteils beim Start und Ende des Hauptprogramms an- und auszuschalten. Außerdem wird damit der Ausgangsstrom festgelegt.

PID Regler („PID_Regler.vi“, sub VI) Der PID Regler bestimmt eine neue „Zieltemperatur“ aus der aktuellen Differenz zwischen Soll- und Ist-Temperatur (P-Anteil), der Änderung der Differenz (D-Anteil) und der Summe der vorhergehenden Differenzen (I-Anteil). Die notwendigen Parameter wurden erst über das Wendetangentenverfahren bestimmt und dann empirisch weiter optimiert. Um das Verhalten des Reglers auf das Verhalten der Kühlung zu optimieren musste der PID-Regler angepasst werden. Der D-Anteil ist asymmetrisch: Ist die Soll-Temperatur größer als die Ist-Temperatur ist der D-Anteil kleiner als im umgekehrten Fall. Der Integral-Anteil besitzt einen automatisch angepassten Reduktionsfaktor falls die Temperaturänderungen sehr groß sind. Dadurch werden Überschwinger verhindert.

Temperatur-Strom-Umrechnung („Temp_Strom_Umrechnung.vi“, sub VI) Der Zusammenhang zwischen Heizleistung und Endtemperatur am Detektor wurde in [Sch08] empirisch bestimmt. Dieser wird eingesetzt um die mit dem PID-Regler berechnete Zieltemperatur in einen Strom umzurechnen. Das ist hilfreich um unmittelbar einen Schätzwert für den Zielstrom zu erhalten, die präzise Anpassung des Zielstroms wird dann durch den PID-Regler übernommen.

Anhang B

Manipulatorspulen

Abbildung B.1: Geometrie der Manipulatorspulen und die Abmessungen des kupfernen Wicklungspackets (orange).

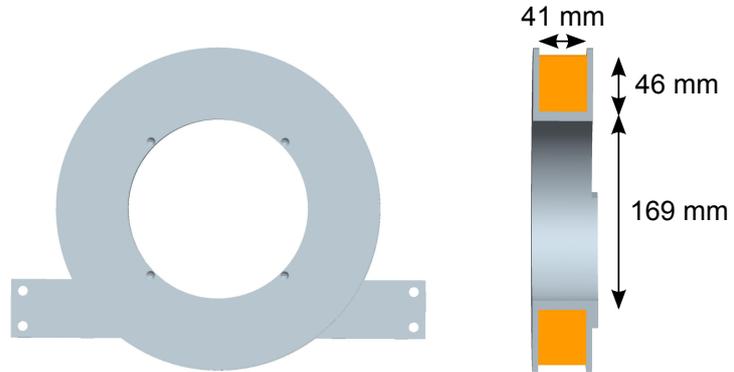


Tabelle B.1: Eigenschaften der Manipulatorspulen - bezogen auf jeweils eine Spule

Windungszahl	800
Durchmesser (ohne Lack)	1,5 mm
Durchmesser (mit Lack)	1,59 mm
Induktivität L	31,7 mH
Elektrischer Widerstand	5,4 Ω

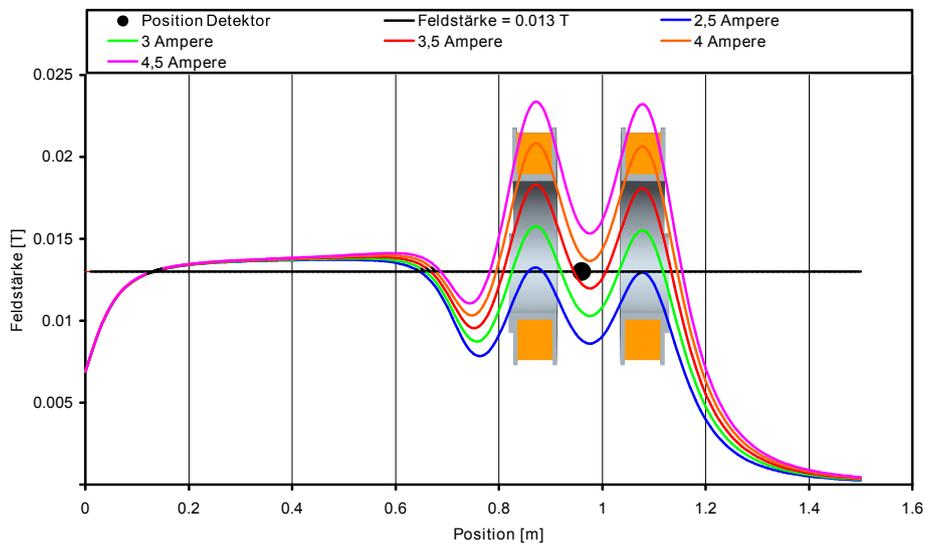


Abbildung B.2: Feldberechnungen der Manipulatorspulen - Das Diagramm zeigt die magnetischen Feldstärken im Bereich der Hauptspule und der Manipulatorspulen in Abhängigkeit vom Manipulatorspulenstrom. Die schwarze Linie zeigt die Feldstärke von 13 mT, welche an der üblichen Detektorposition, zur Messung mit der E-Gun, erreicht wird und der schwarze Punkt definiert den Ort des am Manipulator installierten Detektors.

Anhang C

Schaltungsdokumentation

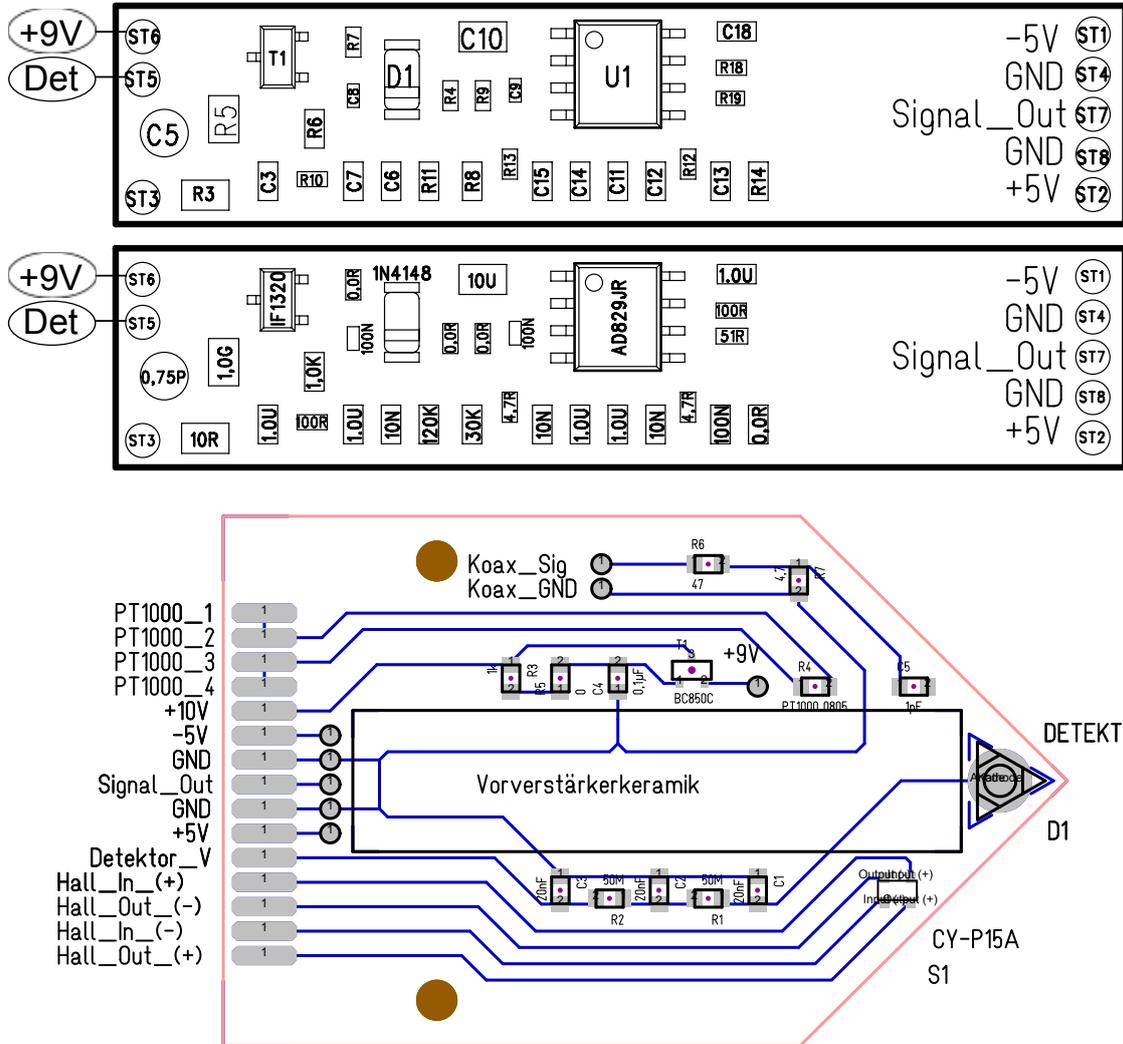


Abbildung C.1: Layout des aktuellen Vorverstärkers und der Grundkeramik - Dargestellt sind das um 180° gedrehte Layout der Vorverstärkerkeramik mit Bauteilen (oben) und den zugehörigen Werten (mitte). Unten befindet sich das Layout der Grundkeramik mit Platz für Detektor und Vorverstärkerkeramik, sowie Anschlussmöglichkeiten für einen Hall-Sensor, einen Pt1000-Widerstand und einen Testpulsler. Die 9 V Drainspannung des FETs wird mit einem aktiven Filter und die Depletionsspannung mit einem passiven Filter geglättet.

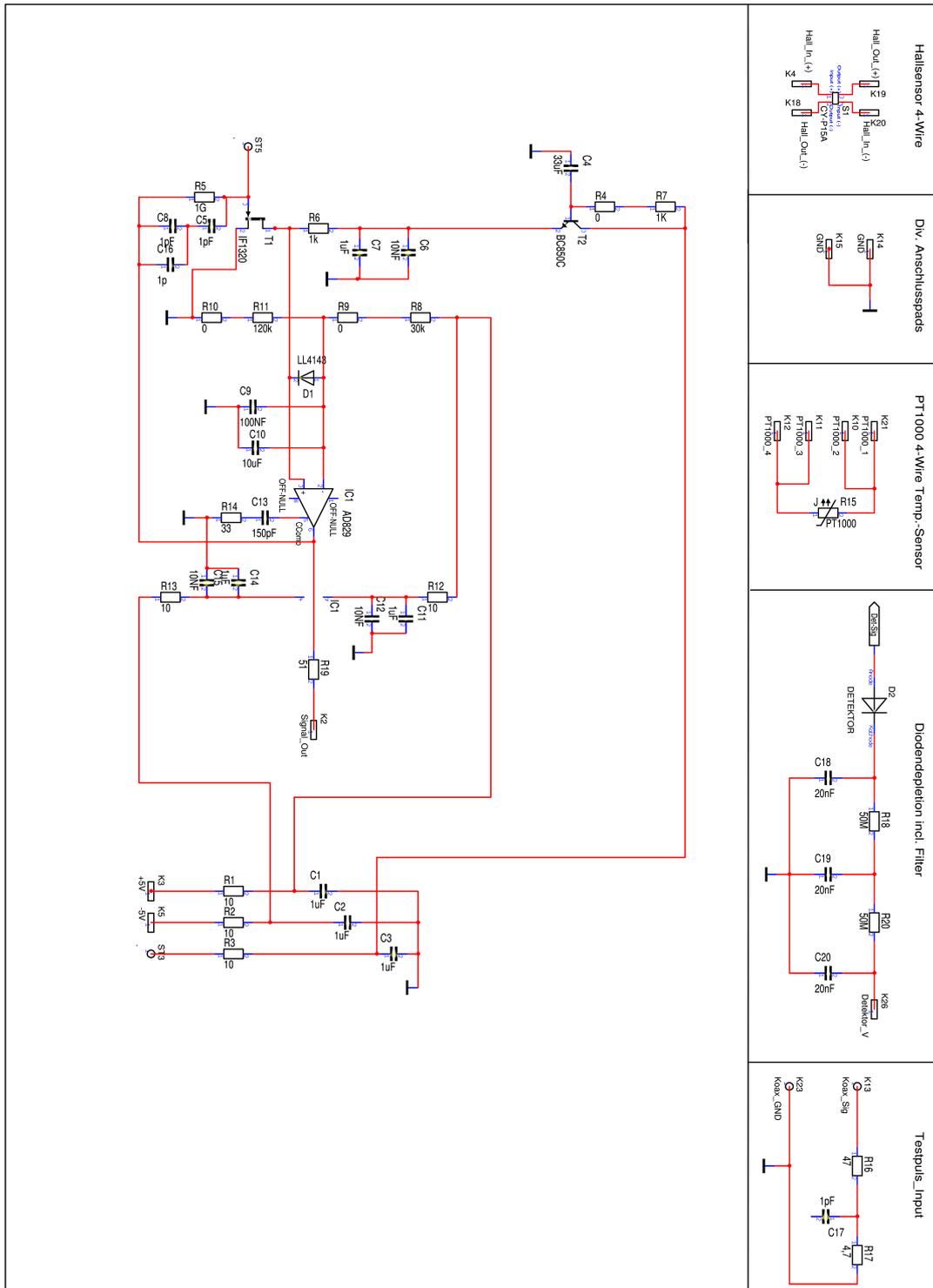


Abbildung C.2: Schaltplan des Vorverstärkers - Dieser Schaltplan ist sowohl für den aktuellen Vorverstärker mit Grundplatine, wie auch für die künftige Vorverstärkerplatine gültig. Der ladungsempfindliche Vorverstärker setzt als FET den IF1320 und als Operationsverstärker den AD829 ein. Die eingezeichneten Rückkopplungs-Kapazitäten C5, C8 und C10 müssen nicht alle bestückt werden und erhöhen die Flexibilität. In der aktuellen Version befindet sich an dieser Stelle lediglich eine Kapazität mit circa 0,5 pF. Die Versorgungsspannungen +5 V, -5 V und +10 V werden mit RC-Gliedern gefiltert und mit Kapazitäten gegen Ground abgeblockt. Eingezeichnet sind zudem der Hall-Sensor, der Pt1000-Sensor, der passive Filter für die Diodendepletion und der Testpulse-Eingang.

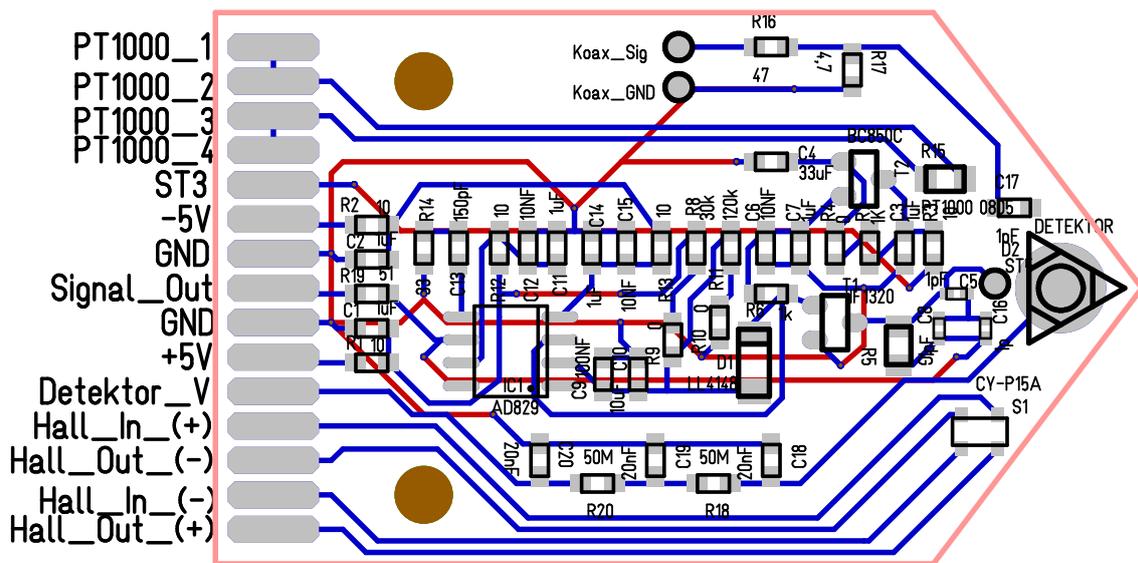


Abbildung C.3: Layout des künftigen Vorverstärkers - Der auf eine Grundkeramik geklebte Vorverstärker war lediglich eine kurzfristig verfügbare Übergangslösung. Die vollständige Schaltung wurde daher auf einer kompakteren Platine neu entworfen.

J4 (Spannungsversorgung):		Sub-D 50Polig	
Pin:	Name:	Pin:	Name:
1	+15V	1	+10V
2	Gnd	2	Gnd
3	-15V	3	-5V
4	+5V Detektor_V	4	+5V
J3 (PT1000 DET):		9	Gnd
1	PT1000_4.1	10	Gnd
2	PT1000_3.1	25	Gnd
3	PT1000_2.1	26	Signal_Out
4	PT1000_1.1	27	Gnd
J5 (Hall Sensor):		34	+5V Detektor_V
1	Hallo_Out(+)	37	Hall_In(+)
2	Hall_In(-)	38	Hall_Out(-)
3	Hall_Ou(-)	39	Hall_In(-)
4	Hall_In(+)	40	Hall_Out(+)
J1 (PT1000 CU):		42	Gnd
1	PT1000_CU_2.2	43	Gnd
2	PT1000_CU_2.1	44	PT1000_CU_2
3	PT1000_CU_1.2	45	PT1000_CU_1
4	PT1000_CU_1.1	46	PT1000_4
		47	PT1000_3
		48	PT1000_2
		49	PT1000_1

Tabelle C.1: Pinbelegung des Hauptverstärkers

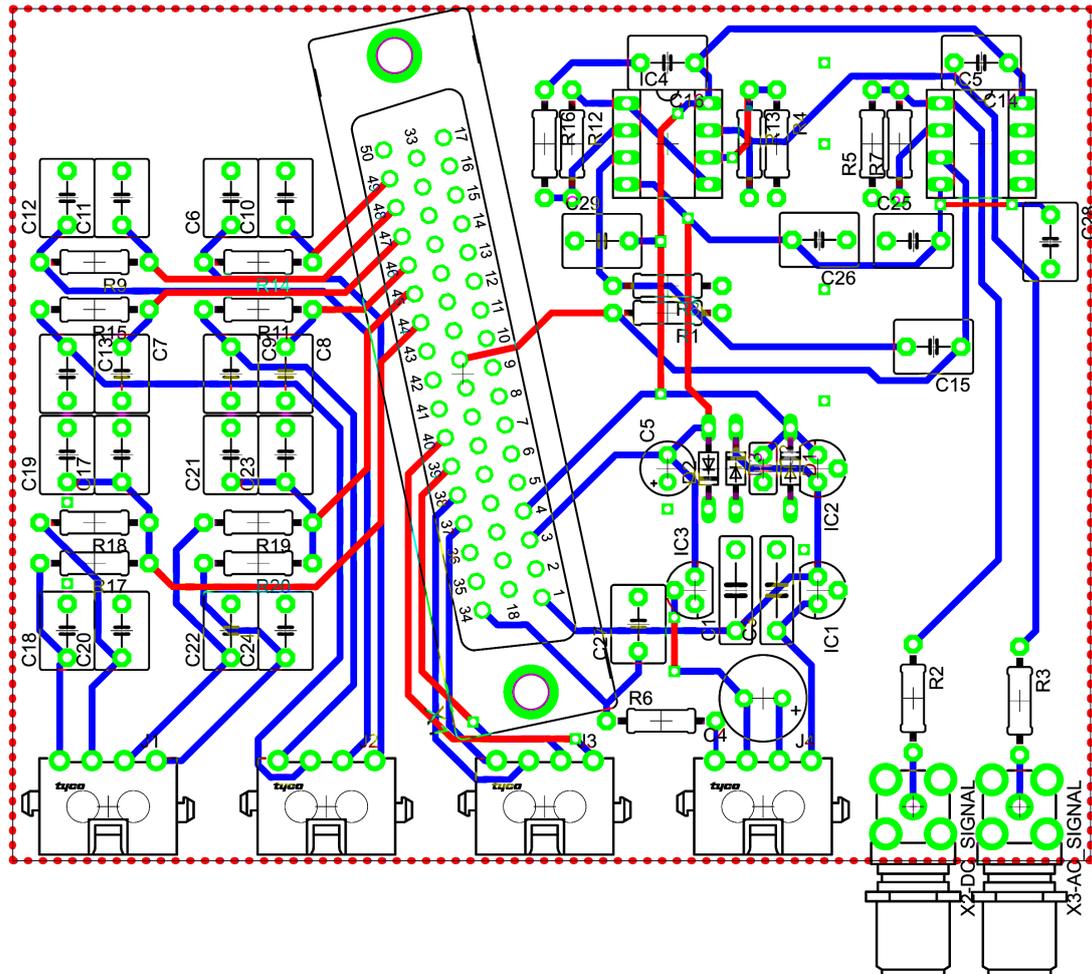


Abbildung C.4: Layout des Hauptverstärkers - Der Hauptverstärker bereitet das Detektorsignal für das Datenerfassungssystem weiter auf. Außerdem stellt er der Vorverstärkerplatine die notwendigen Spannungen zur Verfügung und bietet Steckeranschlüsse für das Detektorsignal und den DC-Offset, die Versorgungsspannungen, Hall-Sensor und die beiden Temperatursensoren an Detektor und Kupferblock.

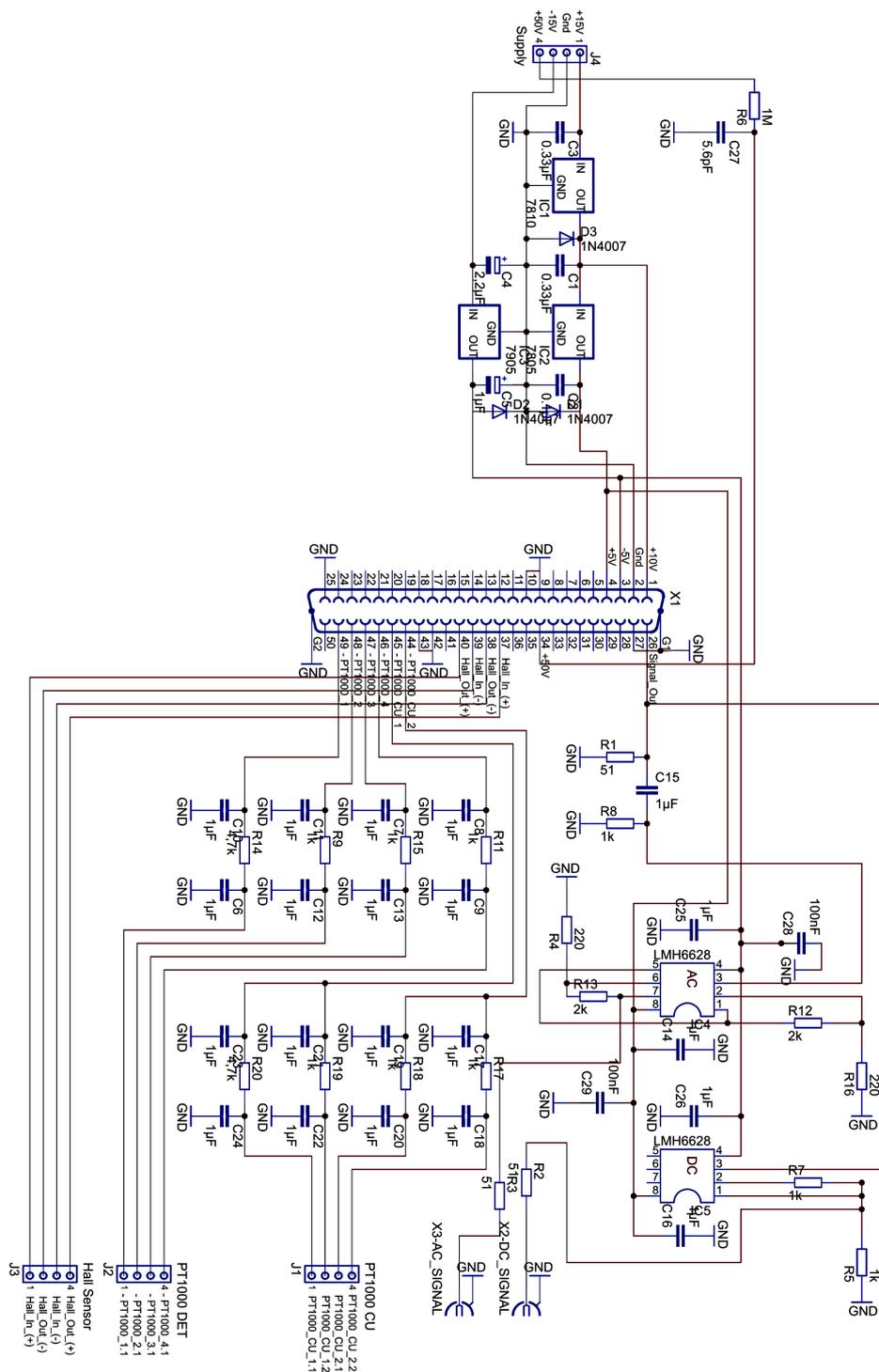


Abbildung C.5: Schaltplan des Hauptverstärkers - Der Schaltplan lässt sich in 3 unterschiedliche Bereiche gliedern: Oben befindet sich die Spannungsfiltrierung und die Spannungsregler, welche aus den Versorgungsspannungen +15 V und -15 V die benötigten Spannungen +10 V, +5 V und -5 V erzeugen. Unten rechts wird der DC-Offset des Signals durch das RC-Glied R8-C15 abgetrennt. Ein als Spannungsfolger geschalteter Operationsverstärker macht die DC-Offset-Spannung belastbar. Das hochfrequente Detektorsignal wird durch den 2-stufigen Operationsverstärker LMH6628 um Faktor 100 verstärkt. Unten links befinden sich die Störfilter für die Vierpunktmessung der Pt1000-Widerstände, sowie die Zuleitungen für einen Hall-Sensor.

Anhang D

Röntgenenergien

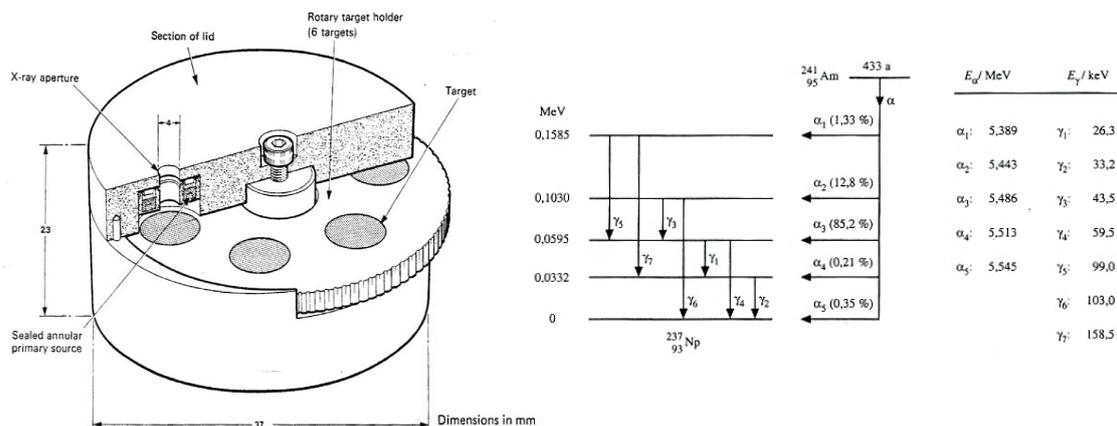


Abbildung D.1: Eigenschaften der Americium-Quelle - Links der Aufbau der Americium-Fluoreszenzquelle AMC.2084 mit gekapseltem Präparat, rotierbaren Targets und Austrittsöffnung (aus [X-R07]) und rechts das Termschema des Zerfalls (aus [JK09])

Element	Linie	I_{rel} [%]	E [keV]	Element	Linie	I_{rel} [%]	E [keV]
^{29}Cu	K_{α_1}	100	8,048	^{37}Rb	K_{α_1}	100	13,395
	K_{α_2}	52	8,028		K_{α_2}	52	13,335
	$K_{\beta_{1,3}}$	17	8,905		K_{β_1}	14	14,961
					K_{β_2}	2	15,185
			K_{β_3}		7	14,951	
^{42}Mo	K_{α_1}	100	17,479	^{47}Ag	K_{α_1}	100	22,162
	K_{α_2}	52	17,374		K_{α_2}	53	21,990
	K_{β_1}	15	19,608		K_{β_1}	16	24,942
	K_{β_2}	3	19,965		K_{β_2}	4	25,456
	K_{β_3}	8	19,590	K_{β_3}	9	24,911	
^{56}Ba	K_{α_1}	100	32,193	^{65}Tb	K_{α_1}	100	44,481
	K_{α_2}	54	31,817		K_{α_2}	56	43,744
	K_{β_1}	18	36,378		K_{β_1}	20	50,382
	K_{β_2}	6	37,257		K_{β_2}	7	51,698
	K_{β_3}	10	36,304		K_{β_3}	10	50,229

Tabelle D.1: Röntgenlinien der Fluoreszenztargets mit Angabe der relativen Intensitäten (aus [T00]).

Literaturverzeichnis

- [A08] AMSLER, C. et al.: Review of particle physics. In: *Phys. Lett.* B667 (2008)
- [AAB04] ANGRİK, J. ; ARMBRUST, T. ; BEGLARIAN, A. et al.: KATRIN design report 2004 / Forschungszentrum Karlsruhe. 2004. – Forschungsbericht. – FZKA-7090
- [ABD96] ASSAMAGAN, K. ; BRÖNNIMANN, Ch. ; DAUM, M. et al.: Upper limit of the muon-neutrino mass and charged-pion mass from momentum analysis of a surface muon beam. In: *Phys. Rev. D* 53 (1996), Jun, Nr. 11, S. 6065–6077. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.53.6065>. – DOI 10.1103/PhysRevD.53.6065
- [B97] BARATE, R. et al.: An upper limit on the τ neutrino mass from three- and five-prong tau decays. (1997). <http://preprints.cern.ch/cgi-bin/setlink?base=preprint&categ=cern&id=ppe-97-138>
- [Ber09] BERGMANN, Till: *Persönliche Mitteilung*. 2009
- [BR96] BRUN, Rene (Hrsg.) ; RADEMAKERS, Fons (Hrsg.): *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*. 1996
- [CS06] CIRELLI, Marco ; STRUMIA, Alessandro: Cosmology of neutrinos and extra light particles after WMAP3. In: *JCAP* 0612 (2006), 013. <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:astro-ph/0607086>
- [Dav94] DAVIS, R.: A review of the Homestake solar neutrino experiment. In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 32 (1994), S. 13–32
- [DM09] DREXLIN, Guido ; MONREAL, Benjamin: *Persönliche Mitteilung*. 2009
- [Egg02] EGGERT, Tobias: *Der Ketek Silizium Driftdetektor: Grundlagen, Anwendungen, Funktionsprinzipien*, 2002
- [Egg04] EGGERT, Tobias: *Die spektrale Antwort von Silizium-Röntgendetektoren*, Technische Universität München, Diss., 2004
- [GKM97] GERGELY, G ; KONKOL, A ; MENYHARD, M et al.: Determination of the inelastic mean free path (IMFP) of electrons in germanium and silicon by elastic peak electron spectroscopy (EPES) using an analyser of high resolution. In: *Vacuum* 48 (1997), Nr. 7-9, 621 - 624. [http://dx.doi.org/DOI:10.1016/S0042-207X\(97\)00048-1](http://dx.doi.org/DOI:10.1016/S0042-207X(97)00048-1). – DOI DOI: 10.1016/S0042-207X(97)00048-1. – ISSN 0042-207X. – 5th European Vacuum Conference
- [HS89] HUBBELL, J. H. ; SELTZER, S. M.: Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients / National Institute of Standards and Technology. 1989. – Forschungsbericht
- [Hui03] HUIANU, Octav-Laurentiu: *Aufbau und Inbetriebnahme eines Elektronenemitters für Tests von Teilchendetektoren*, Universität Karlsruhe, Diplomarbeit, 2003
- [JFB09] JENKINS, Jere H. ; FISCHBACH, Ephraim ; BUNCHEER, John B. et al.: *Evidence for Correlations Between Nuclear Decay Rates and Earth-Sun Distance*
- [JK09] JODL, H. ; KLINCK, C.: *Remote controlled laboratory - Theorie zur Radioaktivität*. <http://87.139.25.178:81/ger/theory.htm>. Version: 2009

- [KBB04] KRAUS, C. ; BONN, J. ; BORNSCHEIN, B. et al.: Latest results of the Mainz Neutrino Mass Experiment. In: *European Physical Journal C* 33 (2004), S. 805–807. <http://dx.doi.org/10.1140/epjcd/s2003-03-902-9>. – DOI 10.1140/epjcd/s2003-03-902-9
- [KKK06] KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, H. V. ; KRIVOSHEINA, I. V.: A review of the Homestake solar neutrino experiment. In: *Modern Physics Letters A* 21 (2006), S. 1547–1566
- [LAB99] LOBASHEV, V. M. ; ASEEV, V. N. ; BELESEV, A. I. et al.: Direct search for mass of neutrino and anomaly in the tritium beta-spectrum. In: *Physics Letters B* 460 (1999), Nr. 1-2, S. 227 – 235. [http://dx.doi.org/DOI:10.1016/S0370-2693\(99\)00781-9](http://dx.doi.org/DOI:10.1016/S0370-2693(99)00781-9). – DOI DOI: 10.1016/S0370-2693(99)00781-9. – ISSN 0370-2693
- [LDH08] LEBER, M. L. ; DUNMORE, Jessica ; HOWE, Mark et al.: *IPE crate and cards*, 2008
- [Mau09] MAUREL, Detlef: *Designstudien zur Messung der Aktivität der Tritiumquelle im KATRIN-Experiment mit Röntgenstrahlung*, Universität Karlsruhe, Diplomarbeit, 2009
- [McD] McDONALD, Dr. A.: *SNO Experiment*. <http://www.sno.phy.queensu.ca/>,
- [MG09] MAUREL, Detlef ; GLÜCK, Ferenc: *Simulation der inelastischen Streueffekte in der WGTS in Abhängigkeit von der Säulendichte*. 2009
- [MPI07] MPI HALBLEITERLABOR MÜNCHEN: *Research Activities*. Broschüre, 2007
- [Pet09] PETZOLD, Lars: *Persönliche Mitteilung*. 2009
- [PN 06] PN SENSOR: *The characteristics of MPX1#32L03 DEPFET SDD*, 2006
- [RCH56] REINES, F. ; COWAN, C. L. ; HARRISON, F. B. et al.: Detection of the Free Neutrino: a Confirmation. In: *Science* 124 (1956), Nr. 3212, S. 103–104
- [Ren10] RENSCHLER, Pascal: *Entwicklung und Simulation von KATRIN-Quellmonitor-Detektoren*, Universität Karlsruhe, Diss., 2010. – (in Vorbereitung)
- [S04] SISTI, M. et al.: New limits from the Milano neutrino mass experiment with thermal microcalorimeters. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A520 (2004), S. 125–131. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2003.11.273>. – DOI 10.1016/j.nima.2003.11.273
- [Sch08] SCHMITT, Udo: *Entwicklung eines Monitor-detektors für das KATRIN-Experiment*, Universität Karlsruhe, Diss., 2008
- [Sch10] SCHWARZ, Johannes: *Messungen der elektro-optischen Eigenschaften der differentiellen Pumpstrecke von KATRIN*, Universität Karlsruhe, Diplomarbeit, 2010. – (in Vorbereitung)
- [SFVS09] SALVAT, Francesc ; FERNÁNDEZ-VAREA, José ; SEMPÁU, Josep: *PENELOPE-2008: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*, 2009
- [Spi01] SPIELER, Helmuth: *Radiation Detectors and Signal Processing*. 2001. – Lecture Notes - VII. Heidelberger Graduate Lectures in Physics
- [SSL10] STURM, M. ; SCHLÖSSER, M. ; LEWIS, R. J. ; BORNSCHEIN, B. ; DREXLIN, G. ; TELLE, H. H.: Monitoring of all hydrogen isotopologues at Tritium Laboratory Karlsruhe using Raman spectroscopy. In: *Laser Phys. Lett.* 20 (2010), Nr. 2

- [SSM06] SELJAK, Uros ; SLOSAR, Anze ; McDONALD, Patrick: Cosmological parameters from combining the Lyman-alpha forest with CMB, galaxy clustering and SN constraints. In: *JCAP0610* 014 (2006). <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:astro-ph/0604335>
- [Ste09a] STEIDL, Markus: *C-Programm zur Pulsformungssimulation*. 2009
- [Ste09b] STEIDL, Markus: *Persönliche Mitteilung*. 2009
- [Suz09] SUZUKI, Yoichiro: *Super-Kamiokande*. <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/pub/index-e.html>, 2009
- [T00] THOMPSON, A. et al.: *X-RAY DATA BOOKLET*. Version: 2000. <http://xdb.lbl.gov/>
- [Thü07] THÜMLER, T.: *Präzisionsüberwachung und Kalibration der Hochspannung für das KATRIN-Experiment*, Universität Münster, Diss., 2007
- [Ulr03] ULRICI, Johannes: *Bildgebung mit DEPFET-Pixelmatrizen für autoradiographische Anwendungen*, Universität Bonn, Diss., 2003. <http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=urn:nbn:de:hbz:5n-01277>. – URN urn:nbn:de:hbz:5n-01277
- [VKC09] VACCA, G. L. ; KRISTIANSEN, J.R. ; COLOMBO, L.P.L. et al.: Do WMAP data favor neutrino mass and a coupling between Cold Dark Matter and Dark Energy? In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2009 (2009), Nr. 04, S. 007
- [Wag07] WAGNER, J.: *Übungen Physik VI - Blatt Nr. 10*. 2007
- [Wüs09] WÜSTLING, Sascha: *Persönliche Mitteilung*. 2009
- [WV09] WALL, Brandon ; VANDEVENDER, Brent: *Persönliche Mitteilung*. 2009
- [X-R07] X-RAY PHYSICS ; MIT DEPARTMENT OF PHYSICS (Hrsg.): *Versuchsanleitung*. MIT Department of Physics, 2007. <http://web.mit.edu/8.13/www/JLExperiments/JLExp31.pdf>

Danksagung

Zum Schluss möchte ich noch allen danken, die zum Gelingen und dem Spaß an dieser Arbeit beigetragen haben. Besonderen Dank geht an alle Personen der nachfolgenden und sicherlich unvollständigen Liste. **Danke**,

- ❑ Prof. Dr. Guido Drexlin für die interessante und anspruchsvolle Aufgabenstellung und seine Motivationsfähigkeit,
- ❑ Prof. Dr. Günter Quast für die Übernahme der Zweitkorrektur,
- ❑ Dr. Udo Schmitt für einfach alles! Insbesondere für die hervorragende Betreuung, den persönlichen Einsatz und den freundschaftlichen Umgang,
- ❑ Dr. Markus Steidl für Tipps und Hilfen in allen Detektorfragen, sowie die Fähigkeit immer die richtigen Fragen zu stellen,
- ❑ Pascal Renschler für seine KESS-Simulation und die angenehmen Unterhaltungen als Bürokollege,
- ❑ Detlef Maurel für die unterhaltsame und produktive Kooperation in Detektor- und IT-Fragen,
- ❑ Dr. Sascha Wüstling und Lars Petzold für die hilfreiche Unterstützung bei der Entwicklung der Detektorelektronik,
- ❑ Den Praktikanten Sebastian Schulte, Thomas Hönig, Daniel Palminteri und Alexandra Kleefeld für die engagierte Mitarbeit am Projekt,
- ❑ Dr. Till Bergmann, Denis Tcherniakhovski und Dr. Andreas Kopmann für die Hilfe beim Einsatz des Datenerfassungssystems,
- ❑ Mark Howe und Mike Marino für den Support hinsichtlich ORCA und dem Orcaroot Decoder,
- ❑ Allen Mitarbeitern der Elektronik- und Mechanik-Werkstätten für die Fertigung zahlreicher Komponenten,
- ❑ Dr. Ferenc Glück, Johannes Schwarz, Benjamin Leiber, Jan Reich, Nancy Wandkowsky, Florian Fränkle, Susanne Mertens, Markus Hötzel, Wolfgang Käfer, Thomas Csabo, Dr. Joachim Wolf, Dr. Klaus Schlösser, Sebastian Fischer, Magnus Schlösser, Michael Sturm, Berno Stark, Armen Beglarian, Mareike Kuhl, Luisa Schäfer und allen anderen, die geholfen haben, meine Zeit während der Diplomarbeit noch angenehmer und produktiver zu machen.

Insbesondere danke ich meinen Eltern, die mich während des gesamten Studiums perfekt unterstützt haben und meinen Brüdern, die mich nur ganz selten gefragt haben wie weit ich denn schon mit meiner Danksagung bin.

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Karlsruhe, den 14.01.2010